Untersuchung des Expansionsverhaltens laserverdampfter Kupferatome in das Plasma eines Niederdruckbogens mit Hilfe der Resonanzfluoreszenz

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Peter Chall

aus Offenburg

Düsseldorf 1984

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Untersuchung des Expansionsverhaltens laserverdampfter Kupferatome in das Plasma eines Niederdruckbogens mit Hilfe der Resonanzfluoreszenz

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Peter Chall

aus Offenburg

Düsseldorf 1984

1. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Uhlenbusch

2. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Schmid

Tag der mündlichen Prüfung: 2.2.1984, 15^{45}

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Theoretische Beschreibung des Transports von Wandmaterial in ein vorgelagertes Plasma	3
3.	Modell zur Verdampfung einer Metalloberfläche mit intensiver Laserstrahlung	8
3.1	Gasdynamische Behandlung des Abdampfvorganges von einer Oberfläche	11
3.2	Lösung der Wärmeleitungsgleichung für gepulstes Aufheizen einer Metalloberfläche	16
3.3	Zur Absorption von Laserstrahlung in einem Metalldampf	28
4.	Stoß-Strahlungs-Modell für die Resonanzstreuung an CuI (Dreiniveausystem)	33
4.1	Elektronenstoßraten für CuI	36
4.2	Resonanzstreuung am CuI Grundzustand	38
4.3	Optische Anregung des CuI-metastabilen Niveaus $^2D_{5/2}$	40
4.4	Absoluteichung des Streusignals	43
5.	Bestimmung der Plasmaparameter des Argon-Niederdruckbogens	45
5.1	Der Argon-Niederdruckbogen	45
5.2	Laserfluoreszenzmessung an der ArII-Linie λ = 488 nm	48
5.3	Bestimmung der Neutralteilchentemperatur des Argon-Niederdruckbogens durch Laserfluoreszenzmessung an der HeI-Linie λ = 587.6 nm	59
6.	Das Ablationsexperiment	65
6.1	Experimenteller Aufbau des Ablationsexperiments	65
6.2	Expansion der Kupferatome in ein Vakuum	71
6.3	Absoluteichung des Resonanzstreusignals	76

6.4 Einfluß des Argon-Niederdruckbogens auf die Ausbreitung des Kupferdampfes 85

7. Anhang 90

7.1 Zur Anregung der ArII-Linie λ = 488 nm im Argon-Niederdruckbogen 90

7.2 Absorptionsprofil der CuI-Linien λ = 324.8 nm und λ = 510.6 nm 93

8. Zusammenfassung 105

9. Literaturverzeichnis 107

1. Einleitung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Wechselwirkung von Kupferatomen,die durch einen intensiven,frequenzverdoppelten Nd-Yag-Laserstrahl verdampft werden,mit dem Plasma eines Argon-Niederdruckbogens. Die von der Anode des Lichtbogens laserablatierten Kupferatome strömen in das Plasma und sind dort verschiedenen Reaktionen ausgesetzt:elektronischer Anregung,Ionisation sowie Umladungsprozessen.Diese Mechanismen spielen bei der Behandlung der Plasma-Wand-Wechselwirkung eine entscheidende Rolle /1/,da sie die Verteilungsfunktion der Plasmateilchen vor einer Wand beeinflussen.Für den Fall des Einströmens kalten,atomaren Wasserstoffs in ein Tokamak-Plasma findet man numerische Lösungen der Boltzmanngleichung , die zur Verteilungsfunktion führen ,in /2/ und /3/.

Die sich aus der Wechselwirkung der heißen Plasmaionen mit den kälteren ,von der Wand einströmenden Neutralteilchen ergebende Verteilungsfunktion ließ sich dopplerspektroskopisch an einem Heliumbogen nachweisen /4/.

Die auch in fusionsorientierten Plasmen interessierende Wechselwirkung metallischer Verunreinigungen von der Gefäßwand mit den Plasmateilchen /71/ läßt sich mit Hilfe der Laserablation in Verbindung mit einer Laufzeitmethode gezielt untersuchen.Dabei werden zur Dichtebestimmung der laserverdampften Metallatome Massenspektrometer /5/ sowie Resonanzstreuexperimente eingesetzt /16/ und /17/.

Die nach Durchlaufen einer definierten Strecke im Plasma (Vakuum) gemessene zeitaufgelöste Dichte der Metallatome erlaubt in Verbindung mit theoretischen Beschreibungen des vorliegenden Transportproblems /8/ eine Bestimmung der Verteilungsfunktion der ablatierten Teilchen.Ein Vergleich der zeitaufgelöst gemessenen Dichten der ins Plasma und ins Vakuum fließenden Teilchen läßt die Bestimmung der Summe aus Ionisations- und Ladungsaustauschrate zu.

Zur Bestimmung der Grundzustandsdichte des CuI 4s $^2S_{1/2}$ kam ein mit einem Stickstofflaserstrahl (τ_p = 5 ns) optisch gepumptes Farbstofflasersystem zum Einsatz,dessen frequenzverdoppelter Strahl auf die Resonanzlinie des

Kupfers (λ = 324.8 nm) abgestimmt werden konnte.Durch zeitliche Variation des Farbstofflaserpulses gegenüber dem Einsatzpunkt des Nd-Yag-Lasers ließ sich der Dichteverlauf für einen festen Abstand zur Anodenoberfläche messen.Die Absoluteichung der Kupferdichte erfolgte durch den Vergleich des Resonanzstreupulses mit dem Signal eines Rayleighstreuexperimentes an Propan.Zur vollständigen Bestimmung der laserablatierten Kupfermenge mußte neben dem Grundzustand auch das metastabile CuI-Niveau $4s^2\ ^2D_{5/2}$ (λ = 510.6 nm) mit dem Farbstofflaserstrahl optisch angeregt werden.

Für den Vergleich der orts- und zeitaufgelöst gemessenen Dichteprofile mit den numerischen Lösungen der Boltzmanngleichung für das beschriebene Transportproblem ist die Kenntnis der Plasmaparameter des Argon-Niederdruckbogens erforderlich.Bei ihrer Bestimmung kamen ausschließlich Laserstreuexperimente zum Einsatz,die eine hohe Ortsauflösung gewährleisteten.Neben dem in /9/ durchgeführten Thomson-Streuexperiment zur Temperatur- und Dichtebestimmung der Elektronen (N_e,T_e) wurden in dieser Arbeit folgende Parameter des Argonbogens bestimmt:

1) Radialer und axialer Verlauf der Ionentemperatur T_i sowie der Dichte eines angeregten Ionenzustandes N_i^* mit Hilfe der Laserfluoreszenz mit einem Einmoden-Argon-Ionenlaser (λ = 488 nm)
2) Axiale Neutralteilchentemperatur T_o mit dem oben beschriebenen gepulsten Farbstofflasersystem,dessen Strahlung durch den Einbau eines Etalons in den Resonator spektral eingeengt wurde.

2. Theoretische Beschreibung des Transports von Wandmaterial in ein vorgelagertes Plasma

Die mathematische Beschreibung des Transports metallischer Verunreinigungen in ein vorgelagertes Plasma erfolgt durch die Boltzmanngleichung.Sie beschreibt die zeitliche und räumliche Änderung der Verteilungsfunktion der ins Plasma einströmenden Teilchen sowie deren Wechselwirkung mit den Plasmakomponenten.Dabei werde hier vorausgesetzt,daß sich das Plasma nur aus Elektronen und Ionen zusammensetzt,deren Verteilungsfunktionen durch die von der Wand kommenden Atome nicht beeinflußt werden.
Bei der Betrachtung der Wechselwirkungsprozesse soll hier eine Beschränkung auf die Reaktionen (2.1.) - (2.2.) erfolgen:

(2.1.) Ladungsaustausch: $Me + A^+ \rightarrow Me^+ + A$

(2.2.) Ionisation : $Me + e \rightarrow Me^+ + 2e$

Dabei bezeichnen Me, Me^+, A, A^+ die neutralen und einfach ionisierten Metallatome und Plasmateilchen,während e das Symbol für ein Elektron ist.
Die Rückprozesse in (2.1.) und (2.2.) können im Plasmaparameterbereich des Niederdruckbogens vernachlässigt werden (s.Kapitel 4.).
Für die Raten der Prozesse (2.1.) und (2.2.) ergibt sich nach / 1 /:

(2.3.) Ladungsaustauschrate $= - \{ f |\vec{v} - \vec{v}_i| \sigma_{cx} f_i d\vec{v}_i \} f$

(2.4.) Ionisationsrate $= - \{ \int |\vec{v} - \vec{v}_e| \, \sigma_{ie} f_e d\vec{v}_e \} f$

Dabei gelten folgende Bezeichnungen: $f=f(\vec{r},\vec{v},t)$, $f_e(\vec{r},\vec{v}_e,t)$ und $f_i(\vec{r},\vec{v}_i,t)$ Verteilungsfunktionen der ins Plasma fließenden Metallatome, Plasmaelektronen und -ionen, $\vec{r},\vec{v}$ Ortsvektoren und Geschwindigkeitsvektoren der betrachteten Teilchensorten, σ_{cx}, σ_{ie} Wirkungsquerschnitte für Umladung und Elektronenstoßionisation.
I.a. gilt $v_e >> v$, womit (2.4.) die Form (2.5.) annimmt:

(2.5.) Ionisationsrate $= -N_e(\vec{r},t) \langle \sigma_{ie} v_e \rangle f$

Da in der Literatur keine Daten zu finden waren über die Abhängigkeit des Querschnitts σ_{cx} vom Betrag der Relativgeschwindigkeit $|\vec{v} - \vec{v}_i|$ beim Ladungsaustausch zwischen neutralem Kupfer und Argonionen, soll folgende vereinfachende Annahme gemacht werden: $|\vec{v} - \vec{v}_i| \sigma_{cx} = \Sigma^{cx}$ sei unabhängig von $|\vec{v} - \vec{v}_i|$.

(2.6.) Ladungsaustauschrate $= -\Sigma^{cx} N_i(\vec{r},t) f$

Mit (2.5.) und (2.6.) lautet die Boltzmanngleichung für das vorliegende Transportproblem

(2.7.) $$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\nabla f + A(\vec{r}) f = q(\vec{r},\vec{v},t)$$

mit: $q=q(\vec{r},\vec{v},t)$ ins Plasma strömender Teilchenfluß,
$A(\vec{r}) = N_e(\vec{r}) \langle \sigma_{ie} v_e \rangle + N_i(\vec{r}) \Sigma^{cx}$, wobei $A(\vec{r})$ zeitunabhängig ist (stationärer Niederdruckbogen).
Da das Zeitverhalten von q einer Deltafunktion entspricht (gepulste Verdampfung mit Pulsdauern um 10 ns), beeinflußt diese die zeitliche Entwicklung von f nicht. Die Lösung von

(2.7.) entspricht deshalb der Lösung von (2.8.)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\nabla f + A(\vec{r})\, f = 0 \qquad (2.8.)$$

wobei q in der Anfangsverteilung berücksichtigt wird.
Nach /8/ lautet die Lösung von (2.8.) :

$$f(\vec{r},\vec{v},t) = \exp\{-\int_0^t A(\vec{r}-(t-\tau)\vec{v})d\tau\}\; f(\vec{r}-\vec{v}t,\vec{v},0) \qquad (2.9.)$$

Für die Anfangsverteilung zum Zeitpunkt t = 0 gilt nach /10/ (Kapitel 3.1.)

$$f(\vec{r},\vec{v},0) = n_K(\sqrt{\pi}\, v_K)^{-3}\delta(z)\exp\{-(\vec{v}-\vec{u}_K)^2/v_K^2\} \qquad (2.10.)$$

mit: n_K Anzahl der Atome, die pro Flächeneinheit in das Plasma (bzw. Vakuum) strömen.

v_K^2 $2kT_K/m$

u_K Schwerpunktsgeschwindigkeit der Metalldampfwolke

Für die Dichte als Funktion von $\vec{r}$ und t gilt:

$$n(\vec{r},t) = \int d\vec{v} f(\vec{r},\vec{v},t) \qquad (2.11.)$$

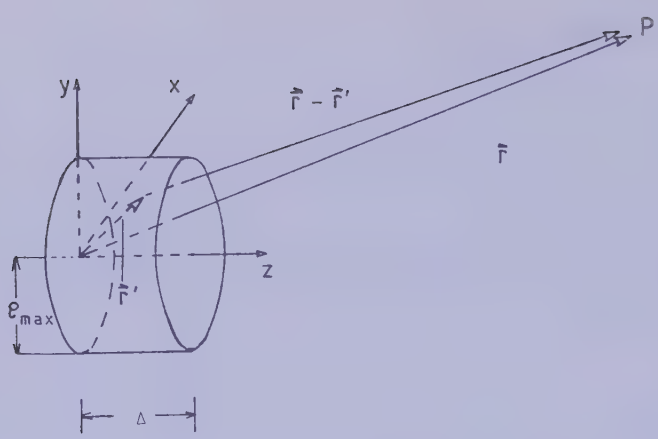


Abb.2.1 Geometrie für die Expansion einer dünnen Gasschicht (Dicke Δ) von einer Oberfläche in ein Vakuum oder Plasma (ρ_{max} Radius der Gasschicht auf der Oberfläche)

Mit der in Abb.2.1 vorliegenden Geometrie und unter Verwendung von Zylinderkoordinaten kann (2.11.) gelöst werden.Die Lösung lautet:

$$(2.12.) \quad n(z,t) = n_K(\sqrt{\pi}\, v_K t)^{-1} \cdot (1 - \exp\{-\varepsilon^2 (t_K/t)^2\} \cdot \exp\{-\hat{A}t - (t_K/t - \xi)^2\}$$

mit folgenden Bezeichnungen: $\hat{A} = z^{-1} \int_0^z A(z')dz'$, $v_K^2 = 2kT_k/m$, $t_K = z/v_K$, $\varepsilon = \rho_{max}/z$ und $\xi = u_K/v_K$.
Für $\hat{A}$ wurde nur die z-Abhängigkeit berücksichtigt,da die radiale Variation der Plasmaparameter des Niederdruckbogens über eine Länge der Größe $2 \cdot \rho_{max}$ vernachlässigt werden kann.

Gleichung (2.12.) erlaubt die Betrachtung einiger Spezialfälle: 1. $\varepsilon \to 0, \hat{A} = 0$; Expansion ins Vakuum von einer punktförmigen Teilchenquelle

(2.13.) $\quad n(t) \propto t^{-3} \exp\{-(t_K/t - \xi)^2\}$

Der zeitliche Verlauf nach (2.13.) entspricht dem Zeitverhalten, das in / 5 / für diesen Fall ermittelt wurde.

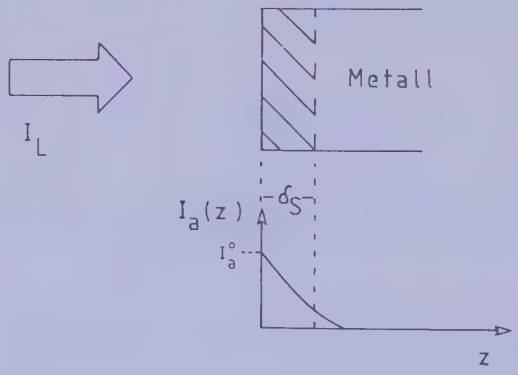
2. $\varepsilon \to \infty$, $\hat{A} = 0$; von der gesamten x,y-Fläche expandieren die Teilchen in ein Vakuum

(2.14.) $\quad n(t) \propto t^{-1} \exp\{-(t_K/t - \xi)^2\}$

Vergleicht man den zeitlichen Verlauf von n nach (2.12.) bei einer Expansion des freigesetzten Wandmaterials in ein Vakuum mit derjenigen in ein vorgelagertes Plasma, so kann die Verlustrate $\hat{A}$ bestimmt werden

3. Modell zur Verdampfung einer Metalloberfläche mit intensiver Laserstrahlung

Fällt eine ebene elektromagnetische Welle auf eine Metalloberfläche, so dringt ein Teil ihrer Intensität (I_a) bis auf die Skintiefe δ_S in den Festkörper ein.



Die Skintiefe δ_S hängt von dem Material, der Laserwellenlänge und von dem Absorptionskoeffizienten k des Metalls ab.
Die Abnahme der Intensität des einfallenden Lichtes im Festkörper läßt sich nach /11/ beschreiben durch:

$$I_a(z) = I_a^o \exp\{- 2\omega kz/c\}$$

c = Lichtgeschwindigkeit, ω = Laserfrequenz

k stellt dabei den Imaginärteil des komplexen Brechungsindex $\bar{n} = n - ik$ dar. Für δ_S gilt:

$$\delta_S = \{4\pi k/\lambda\}^{-1}$$

Setzt man für Kupfer bei der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm $k = 2.6$ /12/, so ergibt sich: $\delta_S = 16.3$ nm. Für die vom Metall absorbierte Lichtintensität I_a folgt aus der Beerschen Formel:

$$\frac{I_a}{I_L} = 1 - \frac{I_r}{I_L} = 1 - \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

mit n=1.18 /12/ für Kupfer der Wert 0.41 ($\lambda = 532$ nm).
Die in der Skinschicht den Elektronen des Festkörpers zugeführte Energie wird durch Stöße mit Phononen, Kristallfehlern und -verunreinigungen in thermische Energie des Metalls umgewandelt. Die Stoßfrequenz ν ist dabei mit dem spezifischen Widerstand ρ verknüpft /13/:

$$\nu = \rho n e^2/m_e$$

Setzt man die Werte für Kupfer ein: $n = 8.45\ 10^{28}\ m^{-3}$ (Dichte der Elektronen), $\rho = 1.7\ 10^{-8}\ \Omega$ m, so erhält man bei Zimmertemperatur eine Stoßfrequenz von $4\ 10^{13}\ s^{-1}$. Die Stöße der Elektronen mit den Phononen bewirken auch einen Transport von in der Skinschicht zugeführter Energie in tiefere Bereiche des Festkörpers. Durch diese Wärmeleitung werden diese Schichten aufgeheizt. Die thermische Eindringtiefe δ_T ist nach /14/ gegeben durch:

$$\delta_T \sim (at)^{1/2}$$

(a = Temperaturleitfähigkeit, t = Zeit). Bei einer typischen Pulsdauer von 20 ns ergibt sich für Kupfer: $\delta_T \sim 1.4$ µm. Da $\delta_S << \delta_T$, kann die Skinschicht als Oberflächenquelle für die Energiezufuhr in das Metall betrachtet werden (Kapitel 3.2).

Bei genügend hoher Aufheizrate des Metalls durch den einfallenden Lichtfluß der Laserleistung steigt die Oberflächentemperatur bis zum Verdampfungspunkt an.Die Dampfdichte nimmt dabei so hohe Werte an,daß ihre Ausbreitung in den der Oberfläche vorgelagerten Raum durch gasdynamische Ansätze beschrieben werden kann (Kapitel 3.1)

Ist die Laserleistungsdichte so hoch,daß die Oberfläche auf die kritische Temperatur aufgeheizt wird,liegt der Metalldampf bei den am kritischen Punkt herrschenden Dichten im Plasmazustand vor (Ionisationsgrad in der Größenordnung von ca 1 % /15/).Durch inverse Bremsstrahlung der Plasmaelektronen im Feld eines Atoms kann dann die Laserstrahlung absorbiert werden (Kapitel 3.3),was zu einer schnellen Aufheizung des Plasmas führt.Nach /16/ und /17/ kann der ionisierte Metalldampf von der Oberfläche Material abtragen (z.B. durch Sputtering und Unipolarbögen).

3.1 Gasdynamische Behandlung des Abdampfvorganges von einer Oberfläche

Die von einer Oberfläche abgedampfte Teilchenzahl gehorcht der Hertz-Knudsen Formel /17/,/18/:

$$(3.1.) \qquad j = p_o/(2\pi k T_o m)^{1/2}$$

Dabei ist: j der Teilchenfluß, p_o der Sättigungsdampfdruck bei der Oberflächentemperatur T_o und m die Masse der Dampfatome. (3.1.) gilt für kleine Verdampfungsraten, bei denen Stöße innerhalb der Gasphase vernachlässigt werden können. Für große Verdampfungsraten bewirken die Stöße einen Rückfluß von Atomen auf die Oberfläche, wodurch die effektive Verdampfungsrate reduziert wird. Diese Rückströmung erfolgt aus einer Schicht, die nur einige freie Weglängen λ dick ist (Knudsen-Schicht).
Die Temperatur T_k, Dichte n_k sowie die Strömungsgeschwindigkeit u_k am äußeren Rand der Knudsen-Schicht lassen sich aus den Erhaltungssätzen für die Masse, den Impuls sowie die Energie gewinnen. Diese lauten für den eindimensionalen, stationären Fall:

$$(3.2.) \qquad \int d\vec{v}\; v_x\, f(x,\vec{v}) = C_1$$

$$(3.3.) \qquad \int d\vec{v}\; v_x^2\, f(x,\vec{v}) = C_2$$

$$(3.4.) \qquad \int d\vec{v}\; v_x v^2 f(x,\vec{v}) = C_3$$

Dabei sind $f(x,\vec{v})$ die Verteilungsfunktion innerhalb der Knudsen-Schicht und C_i (i=1,2,3) Konstanten.

Da die Verdampfungszone als Unstetigkeitsstelle in den gasdynamischen Größen (Temperatur,Dichte und Strömungsgeschwindigkeit) aufgefaßt werden kann,wird in /10/ für f(x,v) ein Bimodalansatz gewählt,wie er von Mott und Smith /20/ zur Berechnung der Struktur einer Stoßwelle eingeführt wurde:

$$f(x,v) = \alpha(x) f_o(v) + (1-\alpha(x)) f_k(v) \qquad (3.5.)$$

mit:

$$f_o(v) = \begin{cases} n_o \pi^{-3/2} v_o^{-3} \exp(-v^2/v_o^2) & \text{für } v_x > 0 \\ \beta\ f_k(v) & \text{für } v_x < 0 \end{cases} \qquad (3.6.)$$

$$f_k(v) = n_k \pi^{-3/2} v_k^{-3} \exp\{-((v_x-u_k)^2 + v_y^2 + v_z^2)/v_k^2\} \qquad (3.7.)$$

Dabei gilt für α : $\alpha(0) = 1$ (auf der Oberfläche) $\alpha(\infty) = 0$ (äußerer Rand der Knudsen Schicht).Die weiteren Bezeichnungen in (3.5.) bis (3.7.) haben folgende Bedeutung:$u_k^2 = \gamma kT_k/m, v_o^2 = 2kT_o/m$, $v_k^2 = 2kT_k/m, f_o(v)$ und $f_k(v)$ Verteilungsfunktionen auf der Oberfläche (x=0) und auf dem äußeren Rand der Knudsen-Schicht,β berücksichtigt die auf die Oberfläche zurückströmenden Teilchen. Die Integration von (3.2.) - (3.4.) mit dem Ansatz (3.5.) für x = 0 und $x=\infty$ ergibt das Gleichungssystem:

$$(4\pi)^{-1/2} n_o v_o = n_k u_k (1+\beta\phi_1(M)) \qquad (3.8.)$$

$$1/4\ n_o v_o^2 = n_k u_k^2 (8/5 - \beta\phi_2(M)) \qquad (3.9.)$$

$$\pi^{-1/2} n_o v_o^3 = n_k u_k^3 (4 + \beta\phi_3(M)) \qquad (3.10.)$$

$\phi_1(M) = 1/2\{\exp(-M^2)/(M\pi^{1/2}) - \mathrm{erfc}(M)\}, \phi_2(M) = (4M^2)^{-1}\mathrm{erfc}(M) - \phi_1(M), \phi_3(M) = 1/2\ \{(1+2/M^2)\exp(-M^2)/\sqrt{\pi}M - (1+5/2M^2)\mathrm{erfc}(M)\}$, $M = (\gamma/2)^{1/2}$ und $\mathrm{erfc}(M) = 2/\sqrt{\pi}\int_M^\infty dx\ \exp(-x^2)$.
Für ein einatomiges Gas ($\gamma = 5/3$) ergeben sich die Werte: $\phi_1 = 3.594\ 10^{-2}, \phi_2 = -2.307\ 10^{-2}$ und $\phi_3 = 6.320\ 10^{-2}$ womit (3.8.) - (3.10.) gelöst werden kann. Die Lösung lautet: $T_k = 0.67\ T_o, n_k = 0.31\ n_o$ und $\beta = 6.29$.
Für die Dampfdichte auf der Oberfläche ergibt sich:

(3.11.) $$n(0) = \int d\vec{v}\ f(0,\vec{v})$$

$$n(0) \sim 0.67\ n_o$$

Ein Vergleich von j nach (3.1.) mit $n_k u_k$ zeigt, daß ca 18% des die Oberfläche verlassenden Flusses zurückströmt.
Für den auf die Oberfläche wirkenden Druck gilt:

(3.12.) $$p(0) = m^{-1}\int d\vec{v}\ v_x^2\ f(0,\vec{v})$$

$$p(0) \sim 0.55\ n_o k T_o$$

Abb.3.1 faßt die Verhältnisse von Dichte und Temperatur für die Knudsenschicht zusammen.
Die Ausdrücke (3.8.) - (3.10.) sind aus den Momentengleichungen für die stationäre Verdampfung (3.2.) - (3.4.) abgeleitet worden. Um Aussagen über das Zeitverhalten der Größen n_o, n_k, T_k, u_k sowie β bei zeitlich veränderlicher Oberflächentemperatur T_o zu erhalten, muß der Zeitverlauf der Verteilungsfunktion f durch Lösung der Boltzmanngleichung für die Knudsen-Schicht bestimmt werden. Eine numerische Lösung für das vorliegende Problem wurde in /21/ berechnet. Dabei entsprach das Zeitverhalten der Oberflächentemperatur einer Stufenfunktion.

Für die Wechselwirkung der Atome untereinander lag dabei zur Berechnung des Stoßintegrals der Boltzmanngleichung das Modell der starren Kugeln zugrunde.Die numerische Lösung zeigt,daß die Verteilungsfunktion f in einer Zeit $\approx 20\ \tau$ (τ= Stoßzeit) ihren stationären Wert erreicht.Für typische Werte des Dampfes auf der Oberfläche (s.Kapitel 3.2) $n(0) = 5\ 10^{27}\ m^{3}$, $v = 1.5\ 10^{3}$ m/s (mittlere thermische Geschwindigkeit) folgt aus $\tau^{-1} = n(0)\sigma v$ eine Zeit von $2.67\ 10^{-10}$ s für die Einstellung der stationären Werte für n_k, n_o, T_k, u_k und β ($\sigma = 10^{-20}\ m^{2}$ Stoßquerschnitt für elastische Stöße).Für einen Laserstrahl mit einer Pulsdauer,die größer als $20\ \tau$ ist,lassen sich die gasdynamischen Größen damit aus (3.8.) - (3.10.) bestimmen. Für kleinere Pulsdauern sowie für geringe Dichten n(0) (kleine Laserleistung) kann der Einfluß von Stößen auf die Ausbreitung der Dampfatome vernachlässigt werden.Diese kann dann durch das Modell der "Freien Molekülbewegung" beschrieben werden,mit dem (3.1.) abgeleitet werden kann.
Aus (3.8.) - (3.10.) lassen sich für eine vorgegebene Oberflächentemperatur $T_o(t)$ die Dichte,der Fluß sowie die Dampftemperatur an der vakuumseitigen Grenze der Knudsen-Schicht bestimmen.Um diese Größen als Funktion der von der Oberfläche absorbierten Laserleistung q(t) zu erhalten,muß $T_o(t)$ durch Lösung der Wärmeleitungsgleichung bestimmt werden (Kapitel 3.2).

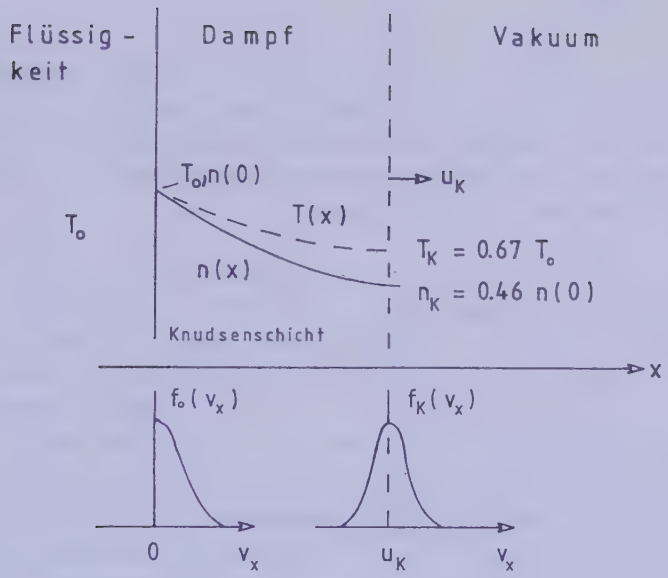


Abb.3.1 Temperatur- und Dichteverhältnisse in der Knudsenschicht:

T_o,T_K Temperatur der Oberfläche und am äußeren Rand der Knudsenschicht n_o Sättigungsdampfdichte bei der Temperatur T_o,$n(0) = 0.67\ n_o$ Dampfdichte direkt auf der Oberfläche (x=0),n_K Dichte am äußeren Rand der Knudsenschicht,u_K Schallgeschwindigkeit zur Temperatur T_K, f_o,f_K Verteilungsfunktion der Dampfteilchen auf der Oberfläche und am vakuumseitigen Rand der Knudsenschicht

3.2. Lösung der Wärmeleitungsgleichung für gepulstes Aufheizen einer Oberfläche

Die Verdampfungsrate einer durch gepulste Laserstrahlung aufgeheizten Metalloberfläche ist durch ihre Temperatur bestimmt (Kapitel 3.1.).Der zeitliche und räumliche Verlauf der Temperatur im Festkörper und auf seiner Oberfläche läßt sich mit der Wärmeleitungsgleichung (3.13.) beschreiben,wobei die Geometrie der Abb.3.2 zugrunde liegt.

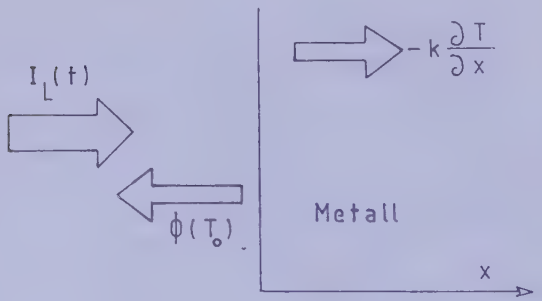


Abb.3.2 Aufheizen einer Metalloberfläche mit einem Laserstrahl: $I_L(t)$ Leistungsdichte des Laserstrahls, $\phi(T_o)$ Energiestrom der verdampfenden Atome bei der Oberflächentemperatur T_o, $-k\frac{\partial T}{\partial x}$ Wärmestrom in den Festkörper

Die Energiezufuhr durch die absorbierte Laserintensität sowie der Energieverlust durch Wärmeleitung in den Festkörper und durch verdampfende Teilchen $\Phi(T_o)$ wird in der Randbedingung (3.14.) berücksichtigt.

(3.13.) $$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \qquad \text{für } t > 0, x > 0$$

(3.14.) $$-k \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0} = I_L(t) - \Phi(T_o) \quad \text{mit } T_o(t) = T(0,t)$$

(3.15.) $$T(x,0) = T_s \qquad \text{Schmelztemperatur für } x > 0, t = 0$$

Dabei sind: k = Wärmeleitungskoeffizient, $a = k/\rho c_p$ = Temperaturleitfähigkeit (c_p = spezifische Wärme, ρ = Dichte) und $I_L(t)$ = absorbierte Laserintensität. Um die Differentialgleichung (3.13.) mit der Randbedingung (3.14.) und dem Anfangswertproblem (3.15.) lösen zu können, sollen folgende Voraussetzungen gemacht werden:

I : Der Laserstrahl heizt als Oberflächenquelle den Festkörper auf ($\delta_S << \delta_T$)

II : Die Aufheizung erfolgt in einer Schicht aus flüssigem Metall der Dicke $\delta_T \sim (a\tau_p)^{1/2}$ (τ_p Laserpulsdauer). Die Größen a und λ werden dabei als temperaturunabhängig angenommen ($a = 5 \cdot 10^{-5}\ m^2 s^{-1}$, $k = 150\ Wm^{-1}K^{-1}$)

III : Der Absorptionsgrad für die Laserstrahlung auf der Oberfläche des Kondensats hänge nicht von deren Temperatur ab (Für die feste Phase ist diese Annahme nach /22/ und einem eigenen Experiment (Kapitel 6.) bestätigt worden). Messungen des Absorptionskoeffizienten für flüssiges Kupfer konnten in der Literatur nicht gefunden werden. Auch ein Sprung der Absorption an der Phasengrenze Fest-Flüssig, wie er zum Beispiel für CO_2-Laserstrahlung auf einem Aluminiumtarget gemessen wurde /23/, ist für Kupfer nicht bekannt.

IV : Die Einkopplung eines Teils der Laserintensität in den Metalldampf sei so gering, daß sie nicht in der Randbedingung (3.14.) berücksichtigt werden muß (siehe Kapitel 3.5.).

V : Die Menge des verdampften Materials sei so gering, das eine zeitliche Veränderung des Koordinatenursprungs (x = 0) vernachlässigt werden kann. Diese Annahme ist für kurze Laserpulse berechtigt (in diesem Experiment: τ = 16 ns volle Halbwertsbreite).

Durch die Substitution $\theta = T/T_v^o$, $\tau = t/\tau_p$, $z = x(a\tau_p)^{-1/2}$ läßt sich (3.13.) bis (3.15.) in eine dimensionslose Form bringen:

(3.16) $$\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \qquad \text{für } z > 0, \tau > 0$$

(3.17.) $$-\frac{\partial\theta}{\partial z}\Big|_{z=0} = B\{I_L(\tau) - \phi(\theta_o)\}$$

(3.18.) $$\theta(z,0) = \theta_s$$

$\theta_s = T_s/T_v^o$ (T_s,T_v^o Schmelz- und Verdampfungstemperatur), $\theta_o = \theta(z=0,\tau)$ und $B = (a\tau_p)^{1/2}/kT_v^o$.
Die Lösung der Differentialgleichung (3.16.) mit der Randbedingung (3.17.) sowie dem Anfangswertproblem (3.18.) lautet /24/:

(3.19.) $$\theta(z,\tau) = \theta_s + B\pi^{-1/2}\int_0^\tau d\tau' \frac{I_L(\tau')-\phi\{\theta_o(\tau')\}}{(\tau-\tau')^{1/2}} \exp\{-\frac{z^2}{4(\tau-\tau')}\}$$

(3.19.) stellt eine nichtlineare Integralgleichung vom Volterra'schen-Typ dar, die eine Singularität an der Stelle $\tau=\tau'$ aufweist. Diese kann durch die Substitution $y^2 = \tau-\tau'$ behoben werden. (3.19.) nimmt dann die Form an :

(3.20.) $$\theta(z,\tau) = \theta_s + 2B\pi^{-1/2}\int_0^{\sqrt{\tau}} dy\ Q(\tau-y^2)\exp\{-z^2/4y^2\}$$

mit $Q(\tau) = I_L(\tau) - \phi\{\theta_o(\tau)\}$

Für den Temperaturverlauf der Oberfläche (z = 0) erhält man:

$$(3.21.) \quad \theta_o(\tau) = \theta_s + 2B\pi^{-1/2} \int_0^{\sqrt{\tau}} dy\, Q(\tau - y^2)$$

Nach /25/ läßt sich (3.21.) durch suksessive Iteration lösen. Als erste Näherungslösung wurde in dieser Arbeit $\phi = 0$ gesetzt (keine Oberflächenverdampfung):

$$(3.22.) \quad \theta_o^1(\tau) = \theta_s + 2B\pi^{-1/2} \int_0^{\sqrt{\tau}} I_L(\tau - y^2)\, dy$$

$$(3.23.) \quad \theta_o^{n+1}(\tau) = \theta_s + 2B\pi^{-1/2} \int_0^{\sqrt{\tau}} Q\{\theta_o^n(\tau - y^2)\} dy$$

Liegt der nach (3.23.) berechnete Verlauf $\theta_o(\tau)$ für die Oberfläche vor, so kann für jedes τ das räumliche Temperaturprofil im Festkörper $\theta(z,\tau)$ nach (3.20.) durch eine einfache Integration gewonnen werden.
Die zur Verdampfung einer Flüssigkeit benötigte effektive Energiemenge E setzt sich aus folgenden Anteilen zusammmen: Verdampfungsenergie pro Masseneinheit (L), Energie zur Aufheizung des Festkörpers $C_v T_o$ und aus der Arbeit, um das Kondensat auf das Gasvolumen zu expandieren. Nach /26/ gilt:

$$E(T) = L + \int_{T_1}^{T} (c_p^G - c_v^F)\, dT$$

c_p^G, c_v^F = spezifische Wärme des Dampfes und der Flüssigkeit, T_1 = Temperatur der Flüssigkeit vor dem Aufheizen.
Für ein ideales Gas und einen Festkörper hoher Temperatur sind c_p^G und c_v^F temperaturunabhängig. Für $T_1 \ll T$ gilt somit:

$$E(T) = L + (c_p^G - c_v^F)\, T$$

Für den die Knudsen-Schicht verlassenden Energiefluß kann somit folgender Ansatz gemacht werden /27/:

(3.24.) $$\phi(T_o) = mn_K u_K \{ L_V^o + L_s + \frac{u_K^2}{2} + c_p^G T_K - c_v^F T_o \}$$

L_V^o Verdampfungsenergie des Kupfers : $4.8\ 10^6$ J kg^{-1} /28/

L_S Schmelzenergie für Kupfer : $2.05\ 10^5$ J kg^{-1} /28/

$u_K^2/2$ kinetische Energie pro Masseneinheit des die Oberfläche (Knudsen-schicht) verlassenden Dampfes.

Der Teilchenfluß für ein einatomiges Gas ist nach (3.8.) gegeben durch:

$$n_K u_K = 0.816\ n_o\ (k_B T_o / 2\pi m)^{1/2}$$

n_o = Dampfdichte bei der Oberflächentemperatur T_o, k_B = Boltzmann-Faktor. Der Zusammenhang zwischen n_o und T_o ist durch die Dampfdruckkurve gegeben, wobei hier eine Form gewählt wird, die nach /29/ bis nahe an den kritischen Punkt gelten soll.

$$p_S(T_o) = p_V^o \exp\{ \frac{\times_o}{k_B T_v^o} (1 - \frac{T_v^o}{T_o}) \}$$

(p_S = Sättigungsdampfdruck, $\times_o$ = Verdampfungsenergie pro Teilchen bei der Temperatur T_v^o)

Wählt man für die spezifische Wärme des Festkörpers nach der Dulong-Petit'schen Regel $c_v = 3k_B/m$ und für $c_p = 5k_B/2m$ (ideales Gas) so erhält man:

(3.25.) $$\phi(\theta_o) = a_1\theta_o^{-1/2}\{L_s + L(\theta_o) - a_2\theta_o\}\exp\{a_3(1-\theta_o^{-1})\}$$

wobei für T_K und u_K die Werte aus Kapitel 3.1 eingesetzt wurden.
$a_1 = 0.816p_v^o\,(m/2\pi k_B T_v^o)^{1/2}$, $a_2 = 0.767\ k_B T_v^o/m$, $a_3 = \varkappa_o/k_B T_v^o$
Der zeitliche Verlauf des verwendeten Laserstrahls läßt sich durch ein Gauß-Profil annähern, dessen halbe e^{-1}-Breite ca 10 ns betrug:

(3.26.) $$I_L(t) = \left(2E_o/\sqrt{\pi}\tau_p \right) \exp\{-(\frac{t-t_o}{\tau_p})^2\}$$

Ein typischer Wert für E_o war in dieser Arbeit $E_o = 14\ kJ\ m^{-2}$. Dabei wurde eine Laserenergie von 70 mJ auf einen ellipsenförmigen Fokus abgebildet (Halbachsen: 0.85 und 0.77 mm). Der Absorptionskoeffizient betrug 41 % (Beersche Formel) und ist nach Voraussetzung III temperaturunabhängig. Den mit (3.23.) und (3.25.) und (3.26.) berechneten Temperaturverlauf der Metalloberfläche zeigt Abb.3.3. Ebenfalls eingezeichnet ist die erste Näherung (3.22.) von (3.23.), die den Temperaturverlauf wiedergibt, falls keine Verdampfung auf der Oberfläche eintritt.
Das Maximum der Laserstrahlung befand sich für alle folgenden Rechnungen an der Stelle $t_o/\tau_p = 2$.
Für eine absorbierte Laserenergie von $14\ kJ\ m^{-2}$ errechnet sich eine Maximaltemperatur von ca 8000 K .

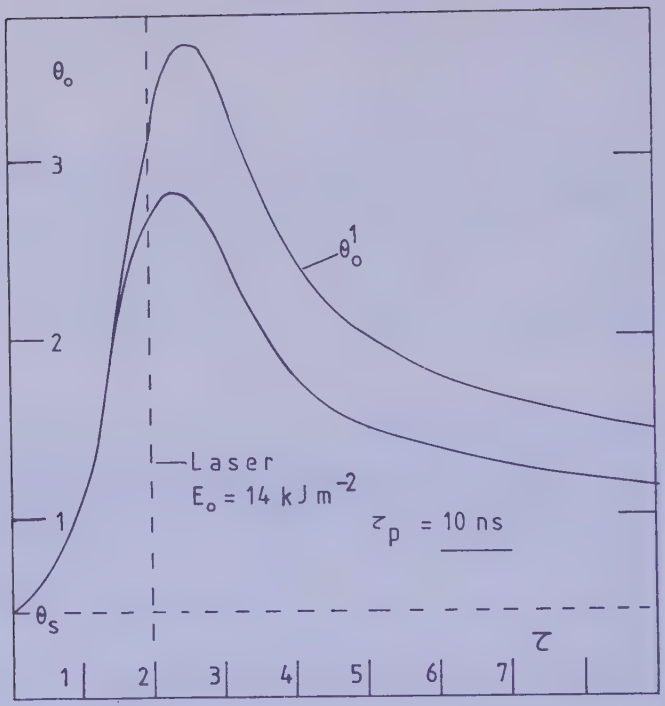


Abb.3.3 Zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur $\theta_o = T_o/T_v^o$ mit und ohne Verdampfung θ_o, θ_o^1 bei gepulster Aufheizung

Aus Abb.3.3 erkennt man ferner,daß der Anstieg der Oberflächentemperatur nahezu dem Verlauf des Laserpulses folgt,wobei jedoch der Maximalwert um ca. 5 ns verzögert ist.

Den aus dem Temperaturverlauf der Abb.3.3 resultierenden Druckpuls auf die Oberfläche und die zeitliche Entwicklung der Dampfdichte n(O) direkt über dem flüssigen Metall sowie den die Knudsen-Schicht verlassende Teilchenfluß zeigen Abb.3.4 und Abb.3.5.

Die volle Halbwertsbreite des Druck- und Teilchenpulses sowie der Dichte beträgt ca. 13 ns und ist um die Stelle mit maximaler Temperatur zentriert.

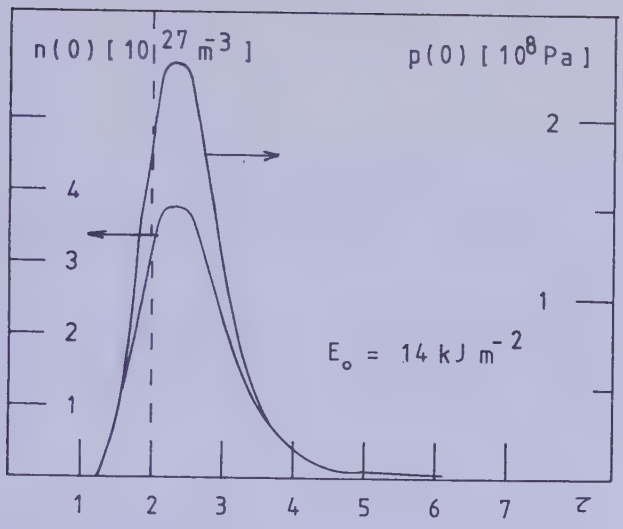


Abb.3.4 Dichte- und Druckpuls auf der Oberfläche

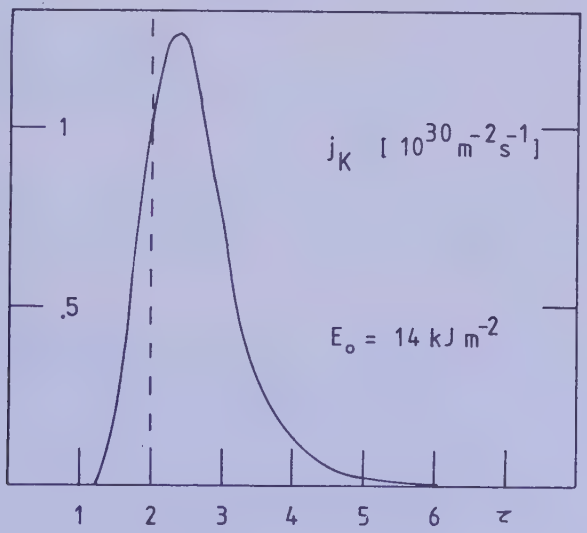


Abb.3.5 Teilchenstrom j_K aus der Knudsen-Schicht

Die Menge des verdampften Oberflächenmaterials ergibt sich durch Integration der in Abb.3.5 dargestellten Zeitfunktion des Teilchenstromes.Für die absorbierte Laserleistung E_o = 14 kJ m^{-2} errechnet sich ein Wert von 1.63 10^{22} Teilchen,die pro Quadratmeter die Oberfläche verlassen.Dies entspricht etwa 815 Atomlagen.

Die Abhängigkeit der Maximalwerte von Druck,Temperatur,Dichte und Teilchenfluß spiegeln Abb.3.6 und Abb.3.7 wieder.Aus Abb.3.6 ersieht man,daß für $E_o \sim 15$ kJ m^{-2} die Oberfläche die kritische Temperatur von ca 8500 K erreicht.

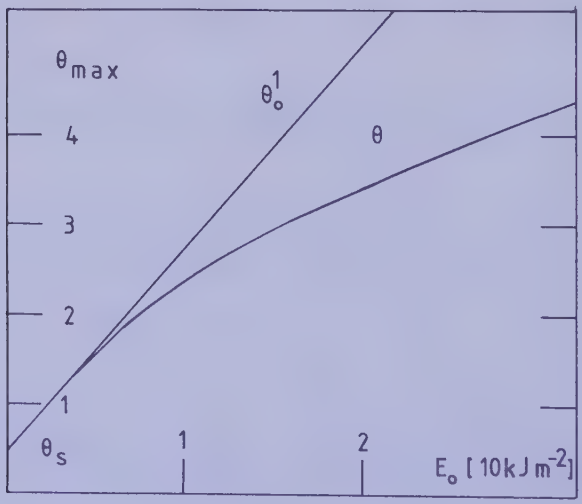


Abb.3.6 Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von der absorbierten Laserleistung E_o

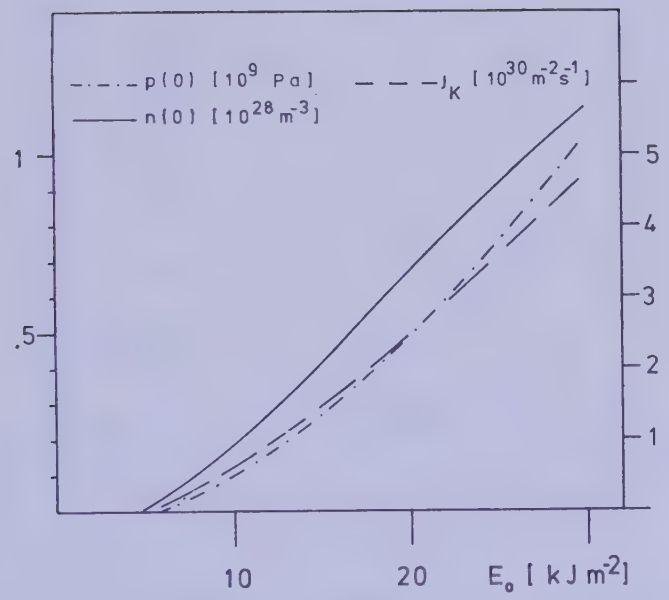


Abb.3.7 Dichte,Druck und Teilchenstrom in Abhängigkeit von der absorbierten Laserleistung E_o

Mit dem nach (3.23.) berechneten Temperaturverlauf der Oberfläche,wie er in Abb.3.3 aufgezeichnet ist,kann der entsprechende Verlauf in dem flüssigen Metall nach (3.20.) bestimmt werden.Ergebnisse für verschiedene τ-Werte zeigt Abb.3.8

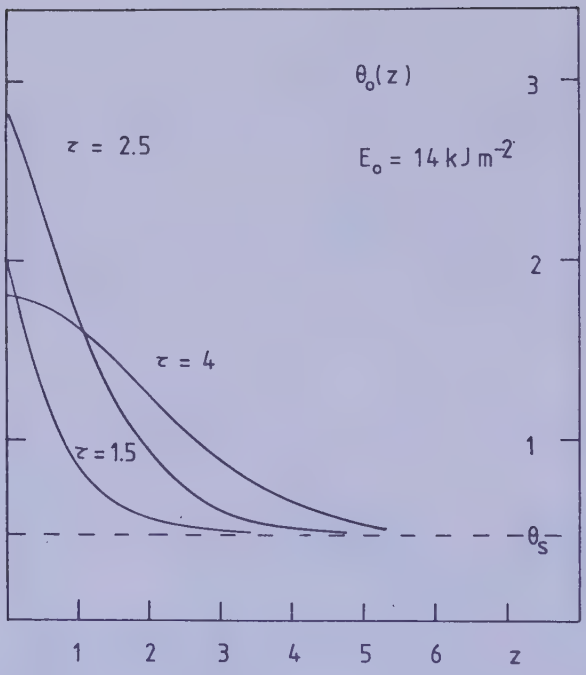


Abb.3.8 Temperaturverteilung im Festkörper bei gepulster Aufheizung

Für $\tau = 2.5$ (Maximum der Temperatur auf der Oberfläche) fällt $\theta(z)$ auf einer Strecke von $z = 1 = (a\tau_p)^{1/2} \sim 0.7$ µm auf die Hälfte ab.
Die zum Schmelzen einer Schicht dieser Dicke benötigte Energie von 1.2 kJ m^{-2} beträgt weniger als 10 % der absorbierten Laserenergie E_o (14 kJ m^{-2}).Damit kann die in II gemachte Annahme,daß die Absorption der Laserstrahlung auf der Oberfläche eines flüssigen Körpers erfolgt,gerechtfertigt werden.

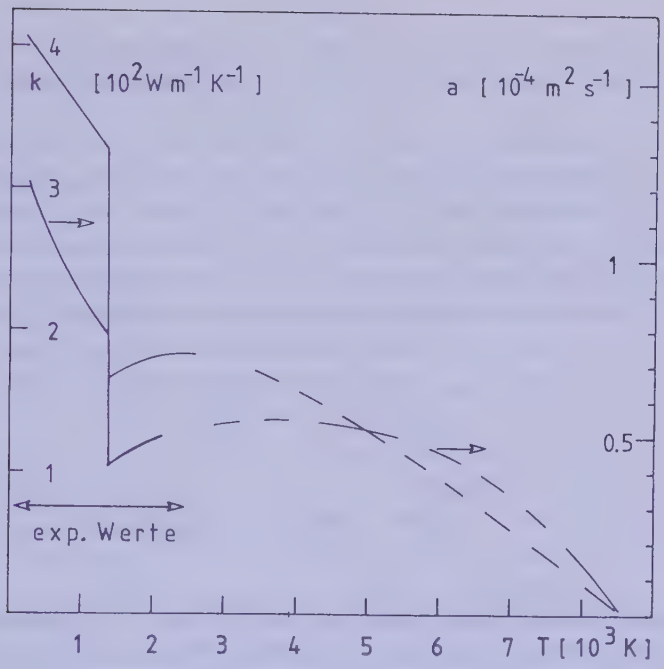


Abb.3.9 Temperatur- und Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit von T_o nach /30/

Die in II ebenfalls vorausgesetzte Temperaturunabhängigkeit der Größen a und k kann nach /30/ in der flüssigen Phase bis etwa 5000 K als befriedigende Näherung gelten.Abb.3.9 zeigt den Verlauf a(T) und k(T),wobei bis ca 2000 K experimentelle Werte vorliegen und für T > 2000 K Schätzungen und Extrapolationen den Kurvenverlauf bestimmen.Man erkennt aus Abb.3.9 ,daß k und a sehr kleine Werte annehmen,falls T sich der kritischen Temperatur nähert.Nach Abb.3.3 nimmt die Oberfläche sehr schnell Temperaturen an, für die a und k sehr klein sind.Die damit verbundene Abnahme der aufgeheizten Schichttiefe führt zur Ausbildung eines dünnen,sehr heißen Flüssigkeitsfilmes auf der Oberfläche /31/,der die weitere Wärmeleitung in tiefere Schichten stark herabsetzt.Die Breite der in Abb.3.8 gezeigten Temperaturverteilung innerhalb der Flüssigkeit kann deshalb nur als eine obere Grenze betrachtet werden .

3.3 Zur Absorption von Laserstrahlung in einem Metalldampf

Aus der in Kapitel 3.2 behandelten gepulsten Aufheizung eines Körpers durch ein intensives Strahlungsfeld ersieht man,daß für das dort berechnete Beispiel die Oberfläche bis in die Nähe der kritischen Temperatur aufgeheizt wird.Neben der dadurch stark reduzierten Wärmeleitung in den Festkörper (Abb.3.9) muß nun im Energiesatz (3.14.) die Absorption der Laserstrahlung durch Elektronen im heißen Metalldampf berücksichtigt werden.
Die zeitliche Entwicklung der Elektronenenergie $\varepsilon = \frac{3}{2} n_e k T_e + n_e k \Theta_{Ion}$ sowie ihrer Dichte ist nach /32/ durch folgende Bilanz bestimmt:

(3.27.) $$\frac{d\varepsilon}{dt} = k_L I_L(t) - \frac{3}{2} n_e k (T_e - T_a) \nu_{tr}$$

(3.28.) $$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_I n_a n_e - \beta_R n_i n_e^2$$

T_a, T_e Temperatur der Neutralteilchen und der Ionen, Θ_{Ion} Temperatur,die der Ionisationsenergie entspricht (für Kupfer 84920 K ≙ 7.72 eV),α_I, β_RRaten für Elektronenstoßionisation und Dreierstoßrekombination,n_e, n_i Elektronen- und Ionendichte,k_L Absorptionskoeffizient des Plasmas bei der Laserwellenlänge λ_L.
Erfolgt die Absorption der Laserphotonen durch induzierte Bremsstrahlung eines Elektrons im Feld eines Atoms oder Ions,so gilt : $k_L = k_{e-a} + k_{e-i}$ /32/ :

(3.29.) $$k_{e-a} = \frac{e^2 \nu_c n_e}{\pi m c \nu_L^2}$$

(3.30.) $$k_{e-i} = \frac{3.7\ 10^8}{\nu_L^3 \sqrt{T_e}} z^2 \{ \exp(\frac{h\nu_L}{kT_e}) - 1 \} n_e n_i$$

ν_L Laserfrequenz in Hz,m,e Masse und Ladung des Elektrons,

$\nu_c = n_a \langle v_{e-a} \sigma_c \rangle$ Elektronen-Atom Stoßfrequenz, z-1 Ladung des Ions,
$\nu_{tr} = (2/1836\mu) \nu_c$ effektive Stoßfrequenz für die Übertragung von kinetischer Energie der Elektronen auf die Neutralteilchen,μ Atomgewicht.

In die Lösung des Differentialgleichungssystems (3.27.) - (3.28.) gehen entscheidend die Anfangswerte $T_e(0)$, $n_e(0)$ und $n_a(0)$ ein. In / 32/ wurden die Differentialgleichungen für den Fall eines zeitlich konstanten, auf eine Aluminiumoberfläche fallenden Strahlungsflussesgelöst (λ_L = 10.6 µm und λ_L = 1.06 µm). Der Anfangswert $T_e(0)$ ist dabei gleich der Oberflächentemperatur T_o, wie sie sich aus (3.14.) unter Vernachlässigung der Wärmeleitung in den Festkörper ergibt. Aus der Sahagleichung gewinnt man mit $T_e(0)$ den Startwert $n_e(0)$. Aus der Interpretation der numerischen Ergebnisse läßt sich die Aufheizung und Produktion der Elektronen im Metalldampfplasma in zwei Phasen einteilen: eine Heizphase und eine Ionisationsphase.

Während bei der Aufheizung T_e sehr schnell anwächst und n_e nahezu konstant bleibt, kehren sich in der anschließenden Ionisationsphase die Verhältnisse um. Am Ende der Heizphase ($t = t^*$ charakterisiert durch $dT_e/dt \mid_{t^*} = 0$) verhindert die Elektronenstoßionisation ein weiteres Anwachsen von T_e^*, während n_e ansteigt, bis zur Zeit $t = t_{BD}$ vollständige Ionisation eingetreten ist. Innerhalb des Zeitintervalls $t^* < t < t_{BD}$ gilt für die zeitliche Entwicklung von n_e: $n_e(t) = n_e(0) \exp\{(t-t^*)/t_g\}$ (t_G Ionisationswachstumszeit).

Für einen Leistungsbereich des auf die Aluminiumoberfläche fallenden Strahlungsflußes (λ_L = 1.06 µm und λ_L = 10.6 µm), wie er auch bei der Verdampfung der Kupferatome mit dem Nd-Yag-Laserstrahl (λ_L = 532 nm) verwendet wurde, sind in Tabelle 3 .3 Werte für t^*, t_{BD}, t_G, T_e^* und T_o aus / 32/ wiedergegeben:

Die gegenüber Abb.3.6 kleineren Oberflächentemperaturen T_o bei vergleichbarer Laserleistungsdichte I_L sind auf das unterschiedliche spektrale Absorptionsverhalten der Metalle zurückzuführen: Aluminium reflektiert Licht der Wellenlänge λ= 1.06 µm und λ = 10.6 µm zu 4.1 % und 1.2 % /33/, wohingegen Kupfer 41 % der Strahlung bei λ= 532 nm absorbiert. Wendet man die in / 32/ abgeleiteten Näherungsformeln zur Bestimmung der Größen t^*, t_{BD}, t_G und T_e^* auf die Aufheizung des Kupferdampfes durch Absorption der frequenzverdoppelten Nd-Yag-Laserstrahlung an, so erhält man Werte, die für den Leistungsdichtebereich um $2\ 10^{12}$ W m^{-2} eine weitere Erhöhung der Temperatur des Metalldampfes ausschließen. Während der Berechnung der k_{e-a} und k_{e-i} nach (3.29.) und (3.30.) die n_a - Werte der Abb.3.6 zu Grunde lagen, wurde die Elektronendichte $n_e(0)$ aus der Sahagleichung (mit $T_e(0) = T_o$) bestimmt, die

jedoch in der in / 32/ verwendeten Form auf einen **dichten** Metalldampf nicht anwendbar ist.

λ_L (µm)	1.06		10.6	
I_L (10^{12} W m^{-2})	1	10	1	10
T_o (K)	3670	4591	3465	4263
T_e^* (K)	5612	7300	9650	14021
t^* (ns)	1.06	1.5 10^{-2}	9.52 10^{-2}	1.48 10^{-3}
t_G (ns)	65.7	0.374	0.549	5.46 10^{-3}
t_{BD} (ns)	603	3.07	5.27	4.78 10^{-2}

Tabelle 3.3 Werte für $t^*, t_G, t_{BD}, T_e^*, T_o$ bei der Aufheizung eines Metalldampfes durch Laserstrahlung der Wellenlänge λ = 10.6 µm und 1.06 µm nach /32/

Auf Grund der Wechselwirkung geladener mit neutralen Teilchen kommt es in einem Metalldampf hoher Dichte zur Bildung von Molekülen (Clustern) /15/. Die numerische Berechnung der Zusammensetzung eines Cäsiumplasmas in /34/ zeigt,daß sowohl positiv als auch negativ geladene Cluster erzeugt werden, die eine Verschiebung des Ionisationsgleichgewichtes zu hohen Elektronendichten bewirken.

Für Druck- und Temperaturwerte,die auf der Dampfdruckkurve des Kupfers liegen,zeigt Abb.3.10 numerische Ergebnisse für die Elektronen- und Neutralteilchendichte aus /35/.Den Rechnungen in /35/ lag dabei die theoretische Arbeit aus /36/ zu Grunde.

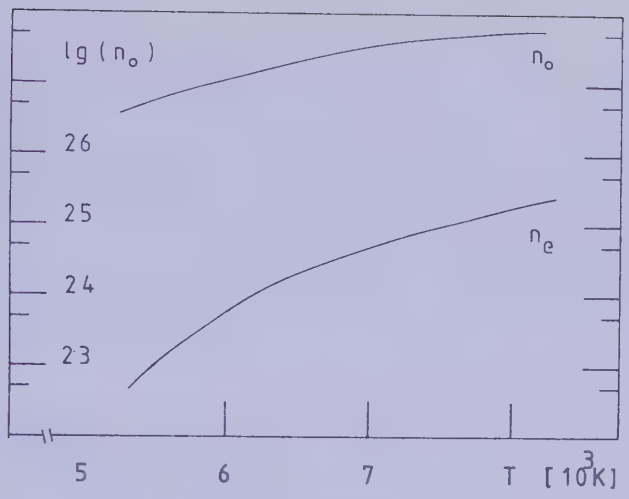


Abb.3.10 Elektronen- und Neutralteilchendichte auf der Dampfdruckkurve des Kupfers nach /35/

Mit dem aus Abb.3.10 gegebenen Verhältnis n_o/n_e und n(0) aus Abb.3.4 (E_L = 34.1 kJ m^{-2} , T_o = 8000 K) läßt sich der Absorptionskoeffizient $k_L = k_{e-a} + k_{e-i}$ ermitteln: $k_L \sim 1.1\ 10^4\ m^{-1}$.Unter Vernachlässigung der Expansion des Dampfes errechnet sich aus der Dichte $n(0) = 3.6\ 10^{27}\ m^{-3}$ (Abb.3.4) und der Gesamtzahl verdampfter Kupferatome pro Quadratmeter $N = 1.63\ 10^{22}$ (Kapitel 3.2) eine Schichtdicke des Plasmas von 4.5 µm.Ein Vergleich der Ausdehnung des Metalldampfplasmas mit der Länge k_L^{-1}= 91 µm ergibt eine obere Grenze für den Absorptionskoeffizienten von 5 % (1.7 kJ m^{-2}).Bezogen auf einen Quadratmeter der Oberfläche reicht die in der heißen Metallwolke absorbierte Laserenergie von 1.7 kJ nicht aus,um die ablatierten Teilchen vollständig zu ionisieren (ca 20 kJ).

Das spektrale Absorptionsverhalten ($k_L(\nu)$) eines Quecksilberplasmas /15/ (T = 1600 K) zeigt einen über den gesamten sichtbaren Bereich exponentiell ansteigenden Verlauf mit Maximalwerten bis zu $10^6\ m^{-1}$,während im infraroten Spektralbereich k nahezu konstant bleibt. Diese von (3.29.)

und (3.30) gänzlich abweichende Wellenlängenabhängigkeit,übertragen auf den durch intensive Laserstrahlung erzeugten Metalldampf,führt zu einer Absorption des Laserlichtes im Plasma,die mit der des Metalls vergleichbar ist.

4. Entwicklung eines Stoß-Strahlungsmodels für die Resonanzstreuung an Kupfer

Die zeitliche Entwicklung der Dichte der Atome,die von einer Metalloberfläche in ein vorgelagertes Plasma strömen,läßt sich mit Hilfe der Resonanzstreuung verfolgen.Die Höhe des Streusignals hängt dabei neben der eingestrahlten Laserleistung von den An- und Abregungsprozessen der beteiligten Niveaus innerhalb des Plasmas ab.In einem Stoß-Strahlungsmodell (SSM) können diese Einflüsse berücksichtigt werden.

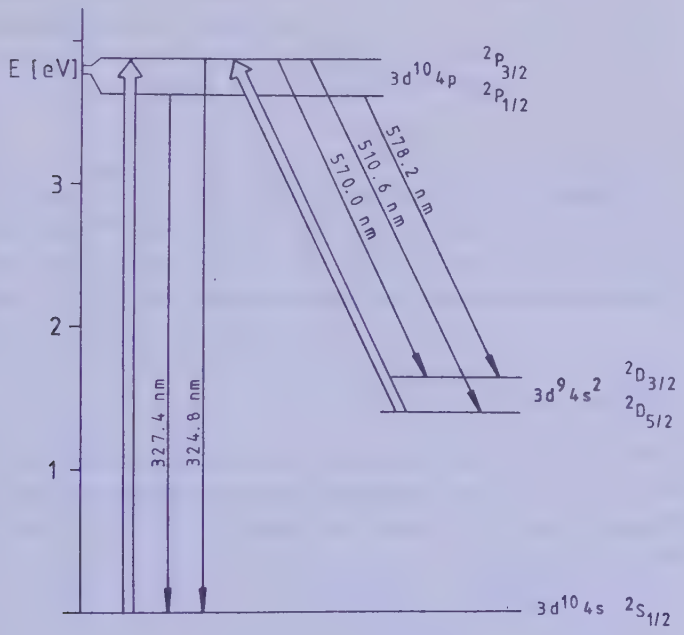


Abb.4.1 Ausschnitt des Kupfer-Termschemas

Für die Resonanzstreuung an Kupferatomen im Grundzustand sowie an dem metastabilen Niveau kann ein SSM für ein Dreiniveausystem verwendet werden,wie ein Ausschnitt des Kupfer-Termschemas zeigt (Abb.4.1). Eingezeichnet sind die optisch gepumpten Übergänge (dicke Pfeile) sowie die möglichen Wellenlängen der Fluoreszenz (dünne Pfeile).
Die Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission aus dem ^2P-Niveau sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt:

Übergang	λ in nm	A in 10^7 sec^{-1}
$4s\ ^2S_{1/2}$ -- $4p\ ^2P_{3/2}$	324.8	13.7
$4s\ ^2S_{1/2}$ -- $4p\ ^2P_{1/2}$	327.4	13.6
$4s^2\ ^2D_{5/2}$ -- $4p\ ^2P_{3/2}$	510.6	0.195
$4s^2\ ^2D_{3/2}$ -- $4p\ ^2P_{3/2}$	570.0	0.025
$4s^2\ ^2D_{3/2}$ -- $4p\ ^2P_{1/2}$	578.2	0.19

Tabelle 4.1 Spontane Übergangswahrscheinlichkeiten aus dem ^2P-Niveau des CuI nach /37/

Bezeichnet man mit 1 und 2 die durch den Laserstrahl gekoppelten Zustände und mit 3 das mit 1 und 2 durch spontane Emission und Elektronenstöße verbundene Niveau,so lauten die Ratengleichungen für die Besetzungsdichten von 1,2 und 3 in Matrixform:

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = S\,\vec{n} + P\,\vec{n} \qquad (4.1.)$$

$\vec{n} = (n_1,n_2,n_3)$,S,P sind zwei (3,3)-Matrizen,deren Elemente sich aus den Raten für spontane Emission und Elektronenstöße (S),sowie der optischen

Pumprate des Strahlungsfeldes (P) zusammensetzen.Für die Matrixelemente gilt:

$$S = (S_{ij}) = \begin{bmatrix} -N_e(X_{12}+X_{13}), N_eX_{21}+A_{21} & , N_eX_{31} \\ N_eX_{12} & , -N_e(X_{21}+X_{23})-A_2, N_eX_{32} \\ N_eX_{13} & , N_eX_{23}+A_{23} & , -N_e(X_{31}+X_{32}) \end{bmatrix}$$

$$P = (P_{ij}) = \begin{bmatrix} -B_{12}u_\nu, B_{21}u_\nu & , 0 \\ B_{12}u_\nu, -B_{21}u_\nu & , 0 \\ 0 \quad , \quad 0 & , 0 \end{bmatrix}$$

mit: $X_{ij} = \langle \sigma_{ij} v_e \rangle$ die über eine Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeit v_e gemittelten Elektronenstoßraten zwischen den Niveaus i und j, σ_{ij} entsprechender Wirkungsquerschnitt, A_{ij} spontane Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang von i nach j, $A_i = \Sigma A_{ij}$, ($A_{31} = 0$), B_{12} und B_{21} Koeffizienten für die durch den Laserstrahl induzierten Übergänge.Zur Bezeichnung der Niveaus und der Übergänge siehe Abb.4.2

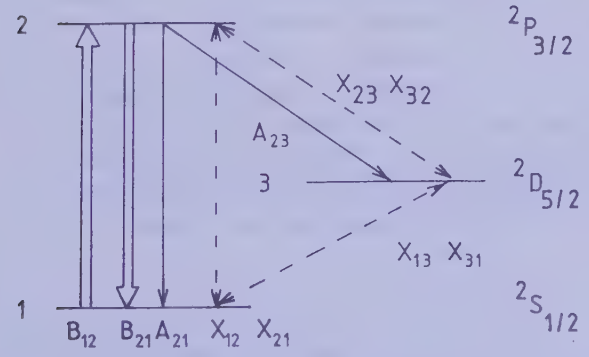


Abb.4.2 Dreiniveausystem für das Stoß-Strahlungs-Modell an CuI

4.1 Elektronenstoßraten für CuI

Messungen einiger Elektronenstoßquerschnitte für Kupfer finden sich in /38/,/39/ und /40/.In einem Elektronenstreuexperiment ließ sich der Stoßquerschnitt σ_{ij} für die Anregung der Übergänge ^2S -- ^2D und ^2S -- ^2P bestimmen.Die Normierung der experimentell ermittelten σ_{ij}-Werte erfolgte dabei dadurch,daß für hohe Elektronenenergien (100 eV) eine Übereinstimmung der Meßwerte mit Ergebnissen theoretischer Rechnungen postuliert wurde.Der Berechnung der σ_{ij} lag in /38/ die "Static Exchange"-Theorie zugrunde.Die gleichen Meßwerte mit der "Impact Parameter"-Theorie normiert /41/ ergaben Wirkungsquerschnitte,die um einen Faktor 3 kleiner waren als diejenigen aus /38/.Abb.4.3 zeigt den Unterschied in den Stoßraten für die betrachteten Niveaus bei Anwendung der σ_{ij}-Werte aus /41/ und /38/, wobei jeweils über eine Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeit v_e gemittelt wurde.

Die optischen Anregungsfunktionen einiger hochangeregter CuI-Zustände ließ sich in /40/ und /39/ durch die elektronenstoßinduzierte Fluoreszenz ermitteln.Die aus den Meßergebnissen abgeleiteten Stoßraten sind im Energiebereich um 1 eV jedoch über eine Zehnerpotenz kleiner als die in Abb.4.3 dargestellten.

Für die Bestimmung der Elektronenstoßraten des Übergangs ^2D -- ^2P wurden die Wirkungsquerschnitte /40/ entnommen,obwohl für die in /40/ ebenfalls vermessene Anregung ^2S -- ^2P die Werte ca. zweimal kleiner sind als diejenigen aus /41/.

Den für die Bestimmung der Ionisationsrate verwendeten Wirkungsquerschnitten lagen die Experimente aus /42/ und /43/ zugrunde.

Für die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand in die Niveaus ^2P und ^2D wurden die Querschnitte aus /38/ und /41/ gewählt,da sie direkt aus einer Analyse der an Kupfer gestreuten Elektronen resultieren.

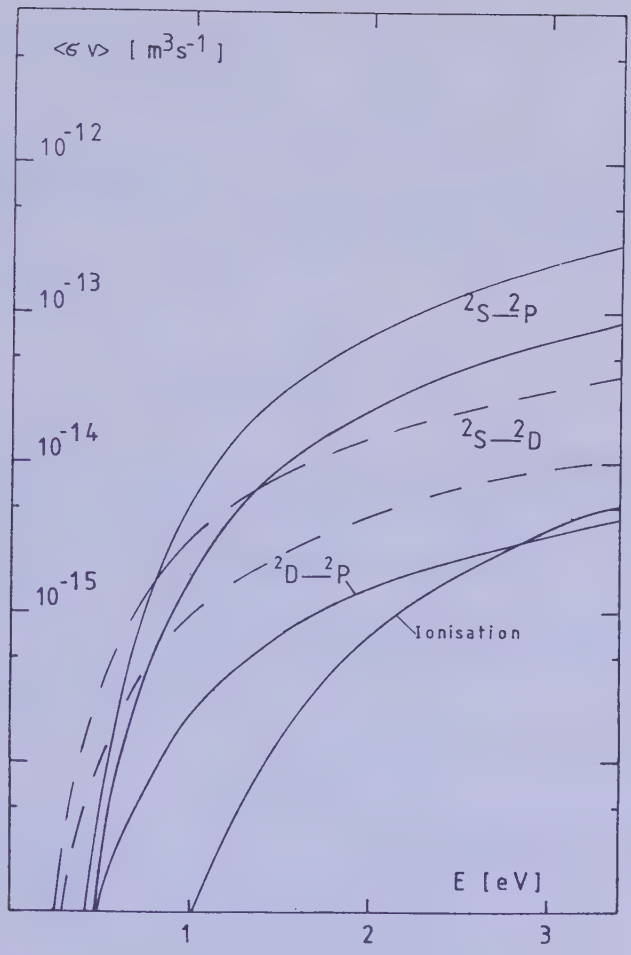


Abb.4.3 Elektronenstoßraten für die Anregung des CuI Grundzustands und metastabilen Niveaus

4.2 Resonanzstreuung am CuI-Grundzustand

Aus Abb.4.3 und Tabelle 4.1 ersieht man,daß für den im Argon-Niederdruckbogen vorliegenden N_e,T_e-Bereich (Achswerte vor der Anode: $N_e = 7\ 10^{18}\ m^{-3}$ T_e ca 1 eV) während typischer Laserpulsdauern die Elektronenstoßraten gegenüber den spontanen Übergangswahrscheinlichkeiten vernachlässigbar sind.Die spontanen Übergänge von ^2P nach ^2S erfolgen dabei ca 100 mal schneller als diejenigen von ^2P nach ^2D. (4.1.) reduziert sich deshalb auf die Beschreibung eines Zweiniveausystems:

(4.2.)
$$\dot{n}_1 = -B_{12}u_\nu n_1 + (A_{21} + B_{21}u_\nu)\, n_2$$
$$\dot{n}_2 = B_{12}u_\nu n_1 - (B_{21}u_\nu + A_{21})\, n_2$$

Die Pumprate des Laserstrahls ist gegeben durch den Ausdruck (4.3.)

(4.3.)
$$B_{12}u_\nu = \frac{g_2}{g_1} A_{21} \frac{\lambda^5}{8\pi hc^2} \frac{I_L}{\Delta\lambda_L}$$

I_L,$\Delta\lambda_L$ Leistungsdichte und spektrale Breite der Laserstrahlung.
Für den Zusammenhang zwischen Absorptions- und induzierter Emisssionsrate gilt:

(4.4.)
$$B_{12}u_\nu = \frac{g_2}{g_1} B_{21}u_\nu$$

Dabei ist der Zusammenhang zwischen den A- und B - Koeffizienten gegeben durch:

(4.5.)
$$\frac{B_{21}}{A_{21}} = \lambda^3/8\pi h$$

Sind die Raten für die induzierten Übergänge sehr viel größer als die spontane Übergangswahrscheinlichkeit,so erhält man aus (4.2.):

(4.6.) $$\frac{n_2}{g_2} = \frac{n_1}{g_1}$$

d.h. die Lichtwelle koppelt die Niveaus 1 und 2 so stark,daß ihre Dichten, dividiert durch die statistischen Gewichte,gleich sind.Aus der Erhaltung der Gesamtteilchenzahl $n_1^o = n_1 + n_2$ folgt für die maximal durch optisches Pumpen erzeugbare Besetzungsdichte n_2^{max} :

(4.7.) $$n_2^{max} = n_1^o \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right)^{-1}$$

Ein Maß dafür,daß die Leistungsdichte des Strahlungsfeldes ausreicht,die Bedingung (4.6.) zu erfüllen,stellt die Sättigungsintensität u_S dar:Sie ist definiert als die Energiedichte,bei der die spontanen Raten gleich der Summe der Raten für induzierte Emission und Absorption sind.

(4.8.) $$(B_{21} + B_{12})\, u_S = A_{21}$$

Hieraus folgt mit (4.4.) und (4.5.)

(4.9.) $$u_S = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \frac{g_1}{g_1 + g_2}$$

Der Sättigungsparameter $S = u_\nu / u_S$ folgt hieraus zu:

(4.10.) $$S = \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{\lambda^5}{8\pi hc^2} \frac{I_L}{\Delta\lambda_L}$$

Die Gleichung (4.6.) ist erfüllt,solange S >> 1.Ist die Zeit τ_S,in der die Strahlleistung über dem Sättigungswert liegt,sehr viel größer als die

Pulsdauer τ_p, so hängt die Maximaldichte n_2^{max} nicht mehr von der Laserpulsform ab, sondern behält diesen Wert bei, bis die Intensität des Pumplichtes wieder unter den Sättigungswert fällt. Die Breite des Streusignals ist dann im wesentlichen durch die Zeitdauer τ_S bestimmt, in der die Laserleistung über der Sättigungsleistung liegt.
Bei der Resonanzstreuung an dem CuI-Grundzustand (λ = 324.8 nm) betrug τ_S etwa 14 ns (I_L = 6 10^9 W m^{-2}, $\Delta\lambda_L$ = 0.03 nm, τ_P = 5 ns volle 1/e-Breite). Dies stimmt recht gut mit der Pulsdauer des zeitaufgelösten Steusignals nach Abb. 6.8 überein. Der Sättigungsparameter S besaß dabei einen Wert von 1400 .

4.3 Optische Anregung des CuI-metastabilen Niveaus $^2D_{5/2}$

Regt man den CuI-Zustand $4s\ ^2P_{3/2}$ aus dem metastabilen Niveau $4s^2\ ^2D_{5/2}$ an, so zeigt Tabelle 4.1, daß die spontane Emission im wesentlichen in den Grundzustand erfolgt. Die Kopplung der Niveaus $4s\ ^2S_{1/2}$ und $4s^2\ ^2D_{5/2}$ ist nach Abb. 4.3 während der betrachteten optischen Pumpzeiten vernachlässigbar. Für das Stoß-Strahlungs-Modell liegt deshalb für die weitere Rechnung die Niveauanordnung nach Abb. 4.4 zu Grunde.

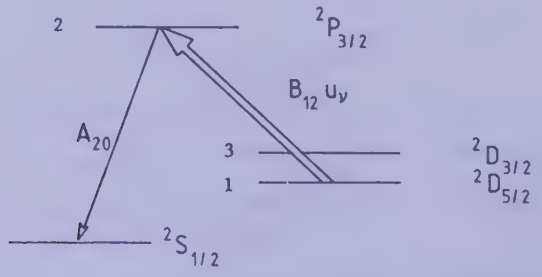


Abb. 4.4 Niveauzuordnung für das optische Pumpen des CuI-Überganges $4s^2\ ^2D_{5/2}$ -- $4p\ ^2P_{3/2}$

Das in Abb.4.4 mit 3 bezeichnete Niveau entspricht dem $^2D_{3/2}$-Zustand,der in einem Energieabstand von ca 0.25 eV über $^2D_{5/2}$ angeordnet und mit ihm durch Elektronenstoß gekoppelt ist.
Bei der Anordnung der Abb.4.4 handelt es sich um ein Dreiniveausystem,bei dem die Gesamtzahl der Teilchen $n = n_1 + n_2 + n_3$ nicht konstant bleibt.Es findet eine Entleerung der Zustände 1,2 und 3 in den Grundzustand statt, falls die Niveaus über ein Strahlungsfeld oder Elektronenstöße gekoppelt sind.
Das vorliegende Termschema liegt auch dem Kupferdampflaser zugrunde mit seinen Wellenlängen λ = 510.6 und 578.2 nm.
Für den stoßfreien Fall lauten die Ratengleichungen:

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= -n_1 B_{12} u_\nu + n_2 (B_{21} u_\nu + A_{21}) \\ \dot{n}_2 &= n_1 B_{12} u_\nu - n_2 (B_{21} u_\nu + A_{21} + A_{20}) \end{aligned} \qquad (4.11.)$$

A_{23} ist dabei nach Tabelle 4.1 vernachlässigbar.
Der Ausdruck für die Sättigungsintensität lautet:

$$(B_{21} + B_{12}) u_S = A_{21} + A_{20}$$

Hieraus errechnet sich der Sättigungsparameter S zu:

$$S = \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{A_{21}}{A_{21} + A_{20}} \frac{\lambda^5}{8\pi hc^2} \frac{I_L}{\Delta\lambda_L} \qquad (4.12.)$$

(4.11.) kann für S >> 1 und zeitlich konstantes Strahlungsfeld gelöst werden:

$$n_2(t) = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n_1^o \left(\exp\{- t/\tau_F\} - \exp\{-t/\tau_L\} \right) \qquad (4.13.)$$

mit: $\tau_F^{-1} = (1 + \frac{g_1}{g_2}) B_{12} u_\nu$ und $\tau_L^{-1} = (1 + \frac{g_1}{g_2})^{-1} A_{20}$

Für sehr hohe Pumpraten τ_L^{-1} erreicht die Dichte n_2 ihren Maximalwert $n_2^{max} = \{ g_2/(g_1+g_2)\}\ n_1^o$ bleibt dann aber nicht konstant wie für den Fall des Zweiniveausystems ohne Verlust (Kapitel 4.2),sondern fällt mit der Zeitkonstanten τ_F ab.
Die Abb.4.5 veranschaulicht für verschiedene Pumpraten das zeitliche Verhalten der Besetzungsdichte des oberen optisch gepumpten Zustandes $4p\ ^2P_{3/2}$.

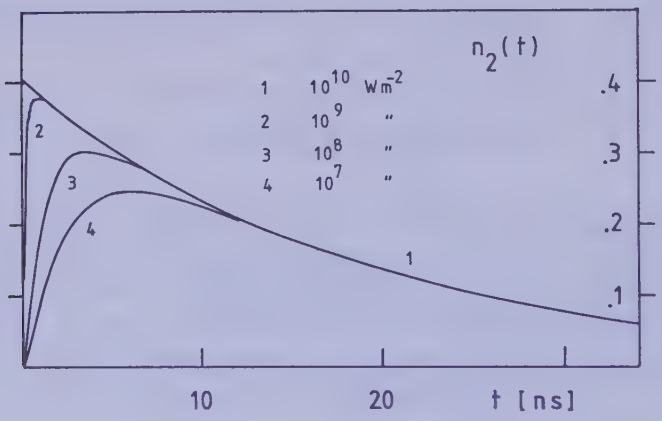


Abb.4.5 Entwicklung der Besetzungsdichte $n_2(t)$ bei zeitlich stufenförmiger Pulsform des Pumplasers

Für eine gepulste Anregung des oberen Niveaus 2 zeigt Abb.6.9 den nach (4.1.) berechneten Verlauf des Resonanzstreusignals.Zeitaufgelöste Meßkurven der Fluoreszenzstrahlung sind in Abb.6.8 wiedergegeben.

4.4 Absoluteichung des Streusignals

Zur Absoluteichung des Fluoreszenzsignals bei gepulsten Laserstreuexperimenten eignet sich besonders die Rayleighstreuung an Gasen mit bekanntem Streuquerschnitt. Dadurch umgeht man möglicherweise vorhandenes unterschiedliches Ansprechverhalten des Detektors bei gepulster gegenüber kontinuierlicher Beleuchtung.

Bei der in Abb.4.6 zugrunde liegende Streuanordnung sei die Meßgröße die vom Detektor abgegebene Ladungsmenge Q, die von einem Integrator mit einem Zeitfenster der Länge τ registriert wird.

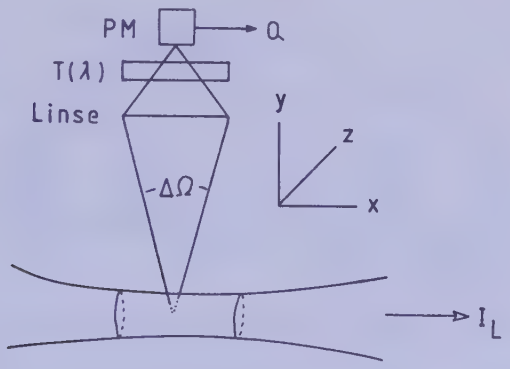


Abb.4.6 Anordnung zur Rayleigh- und Resonanzstreuung : PM Detektor (Fotomultiplier, $T(\lambda)$ wellenlängenabhängige Transmission des optischen Systems, $\Delta\Omega$ Raumwinkel unter dem die Streustrahlung beobachtet wird.

Während des Integrationsintervalls τ ergibt sich für die durch den Übergang von 2 nach 1 erzeugten Photonen eine Ladungsmenge Q_{Res}:

$$Q_{Res} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \int_0^{\tau} n_2(t)\, dt\, V_{Res}\, A(\lambda)\, T(\lambda)\, S(\lambda)\, G \qquad (4.14.)$$

dabei ist: $A(\lambda)$ Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission bei der Beobachtungswellenlänge λ (i.a. $\lambda \neq \lambda_L$)

$S(\lambda)$ wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des Detektors

G Verstärkungsfaktor des Fotomultipliers

V_{Res} Volumen, aus dem das Resonanzstreusignal beobachtet wird

Die bei der Rayleigh-Streuung an einem Gas der Dichte n_o erzeugten Photonen bewirken eine Ladungsmenge Q_{Ray}:

$$(4.15.) \qquad Q_{Ray} = \frac{\lambda_L}{hc} \int_0^{\tau} I_L(t)\, dt\, V_{Ray}\, n_o \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega\, T(\lambda_L)\, S(\lambda_L)\, G$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ differentieller Wirkungsquerschnitt der Rayleigh Streuung

V_{Ray} Volumen, aus dem die "Rayleigh-Photonen" in den Raumwinkel $\Delta\Omega$ gestreut werden (V_{Ray} entspricht der räumlichen Ausdehnung des Laserfokus im Beobachtungsvolumen und es gilt i.a. $V_{Ray} \neq V_{Res}$)

Löst man $I_L(t)$ und $n_2(t)$ mit einem Integrator (Box-Car), dessen Zeitfenster τ klein gegenüber den Pulsdauern von I_L und n_2 ist, zeitlich auf, so ergibt sich für die Maximalwerte von n_2 und I_L

$$(4.16.) \qquad U_{Res} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} n_2^{max} V_{Res} A(\lambda)\, T(\lambda)\, S(\lambda)\, G\, R$$

$$(4.17.) \qquad U_{Ray} = \frac{\lambda_L}{hc} I_L^{max} V_{Ray}\, n_o \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega\, T(\lambda_L)\, S(\lambda_L)\, G\, R$$

wobei die an dem Arbeitswiderstand abgegriffene Spannung U gegeben ist durch: $U = Q\, R / \tau$

Aus (4.16.) und (4.17.) folgt :

$$(4.18.) \qquad n_2^{max} = \frac{4\pi}{hc} \frac{\lambda_L}{A} \frac{V_{Ray}}{V_{Res}} I_L^{max}\, n_o \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{U_{Res}}{U_{Ray}} \frac{T(\lambda_L)\, S(\lambda_L)}{T(\lambda)\, S(\lambda)}$$

Den Zusammenhang zwischen n_2^{max} und der Dichte n_1^o (die zu messende Größe) vermittelt (4.7.).

5. Bestimmung der Plasmaparameter des Argon-Niederdruckbogens

5.1 Der Argon-Niederdruckbogen

Zur Untersuchung der Wechselwirkung von Wandmaterial mit einem Plasma (Plasma-Wand-Wechselwirkung) diente in dieser Arbeit ein stationärer Argon-Niederdruckbogen, von dessen Anodenoberfläche durch intensive Strahlung eines Nd-Yag-Lasers Metallatome (Kupfer) verdampft wurden. Durch den stationären Betrieb des Bogens waren zeitlich konstante Plasmaparameter gegeben, die sich mit Hilfe von Laserstreuexperimenten lokal bestimmen ließen.
Den mechanischen Aufbau des Entladungsgefäßes zeigt Abb.5.1 .

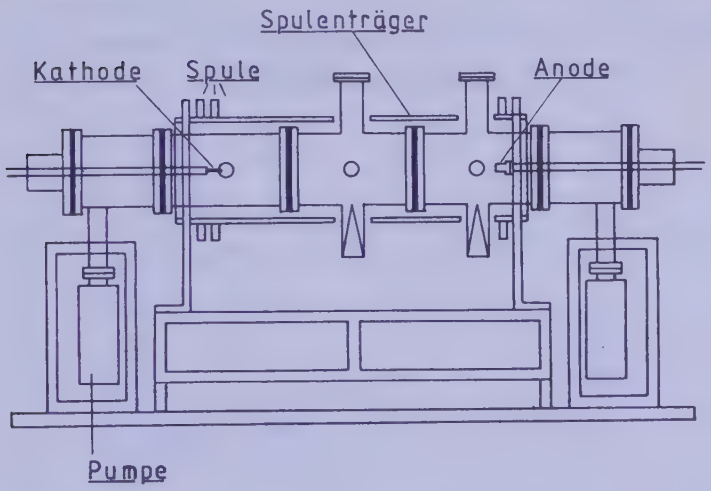


Abb.5.1 Mechanischer Aufbau des Argon-Niederdruckbogens

Es setzt sich aus fünf voneinander elektrisch isoliert angeordneten Edelstahlzylindern (antimagnetisch) zusammen. Das Gefäß faßt ca 0.18 m^3 und läßt sich mittels zweier Turbomolekularpumpen (Saugleistung je 0.45 N m^3 s^{-1}) auf einen Enddruck von 1.33 10^{-7} mbar evakuieren.

26 Spulenpaare umgeben das Entladungsrohr und erzeugen Magnetfelder bis 0.2 T,wobei eine Homogenität des B-Feldes von 0.1 % im Entladungsbereich erreicht wurde.
Die Kathode des Bogens besteht aus einem dünnwandigen Wolframröhrchen,durch das wahlweise Argon oder Helium geleitet wird.Es wurden Röhrchen unterschiedlichen Durchmessers (3-6 mm) und einer Länge von 50 mm eingesetzt.
Ein wassergekühlter Kupferzylinder (Ø = 30 mm,Länge = 140 mm) mit einer planen Oberfläche diente als Anode.
Zwischen Anode und Kathode brennt das Plasma auf einer Länge von 1.30 m.
Typische Entladungsparameter sind dabei:Plasmastrom I = 20-100 Ampére, B = 0.04 - 0.12 T,Druck p =$(0.67\text{-}2.67)10^{-2}$ mbar und Durchflußraten bis ca 2 10^{-6} N m^3 s^{-1}.Für einen typischen Arbeitsbereich ist in Abb.5.2 die Charakteristik des Niederdruckbogens wiedergegeben.

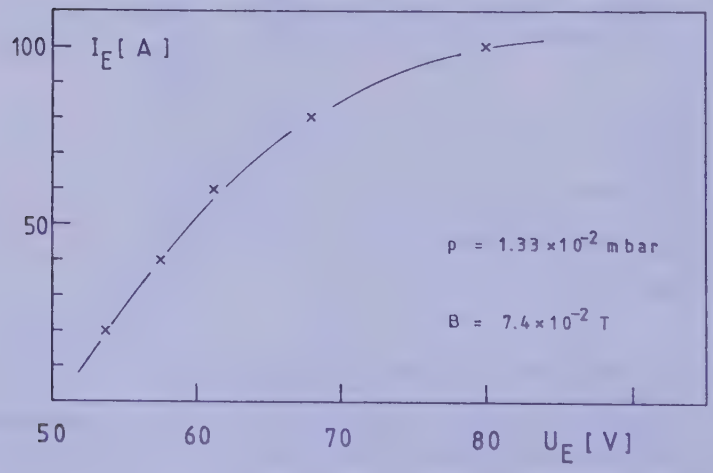


Abb.5.2 Charakteristik des Argon-Niederdruckbogens

Für spektroskopische Untersuchungen und für Laserstreuexperimente sind im Anodenbereich und in der Gefäßmitte Einstrahl- und Beobachtungsfenster vorhanden.
Typische Plasmaparameter des Argon-Niederdruckbogens sowie die zu ihrer Ermittlung durchgeführten diagnostischen Verfahren sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Plasmaparameter	Meßort	Diagnostisches-Verfahren
$n_e < 7.0 \cdot 10^{19}\ m^3$	(B)	T S /9/
$2.3 \cdot 10^{19}\ m^3$	(A)	T S /9/
$T_e < 2.3$ eV	(B)	T S /9/
1.0 eV	(A)	T S /9/
$T_o <$ 8000 K	(B)	D S /44/
3000 K	(A)	R S Kapitel 5.2
$T_i <$ 9000 K	(B)	D S /44/
4000 K	(A)	R S Kapitel 5.1
$\nu_{rot} \sim$ 1 kHz	(B)	D S /44/

Tabelle.5.1 : Zusammenfassung der Plasmaparameter des Argon-Niederdruckbogens (A) Anodenbereich,(B) Bogenmitte,T S Thomsonstreuung ,R S Resonanzstreuung,D S Dopplerspektroskopie,ν_{rot} Rotationsfrequenz

5.2 Laserfluoreszenzmessung an der ArII-Linie λ = 488 nm

Die zur Bestimmung der Dopplerbreite der ArII-Linie λ = 476.5 nm bzw. λ = 488nm eingesetzte experimentelle Streuanordnung zeigt Abb.4.3 .Ein in seiner Frequenz durchstimmbarer Einmoden-Argonionenlaser wird in den Entladungsraum vor die Anode fokussiert. Das Streulicht wird senkrecht zur Einstrahlrichtung beobachtet. Ein Monochromator (MC) unterdrückt die Plasmaeigenstrahlung aus Spektralbereichen,die sich von der Laserwellenlänge unterscheiden (Apparateprofil des MC ca 0.5 nm) .
Da das Plasma mit einem Magnetfeld von typisch 0.1 Tesla zusammengehalten wird,setzt sich das Streulicht aus den π - und σ - Komponenten der Zeeman-Aufspaltung zusammen.Um diese Verbreiterung der Spektrallinie zu unterdrücken,trennt ein Glan-Thompson-Prisma die π - von der σ - Komponente.Die verbleibende Wellenlängendifferenz der π - Anteile der Spektrallinie läßt sich mit den Landé - Faktoren aus /45 / berechnen.Bei einem Magnetfeld von 0.1 Tesla beträgt sie : 0.0001 nm für λ = 488 nm und 0.000013 nm für λ = 476.5 nm .
Zur Anregung der π - Komponenten und zur Eichung der optischen Anordnung mit Rayleigh-Streuung am Kaltgas mußte die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung mit einem Soleil-Babinet-Kompensator um 90^{o} gedreht werden.
Die Registrierung des Streusignals erfolgte mit einem Fotomultiplier,dessen Signal I_{PH} durch einen Lock-In-Verstärker gemessen wurde.Ein Chopper moduliert dazu die Laserstrahlung mit einer Frequenz von 500 Hz.
Um ortsaufgelöste Messungen des Streusignals durchführen zu können,ließ sich die Abbildungslinse vor dem Entladungsgefäß mit dem Schrittmotor SM2 verstellen;dies entspricht einer Verschiebung des Streuvolumens über den Monochromatorspalt.
Die Steuerung des Experiments sowie die Meßwerterfassung erfolgte über Camac-Module,deren Belegung in Abb.4.4 wiedergegeben ist.

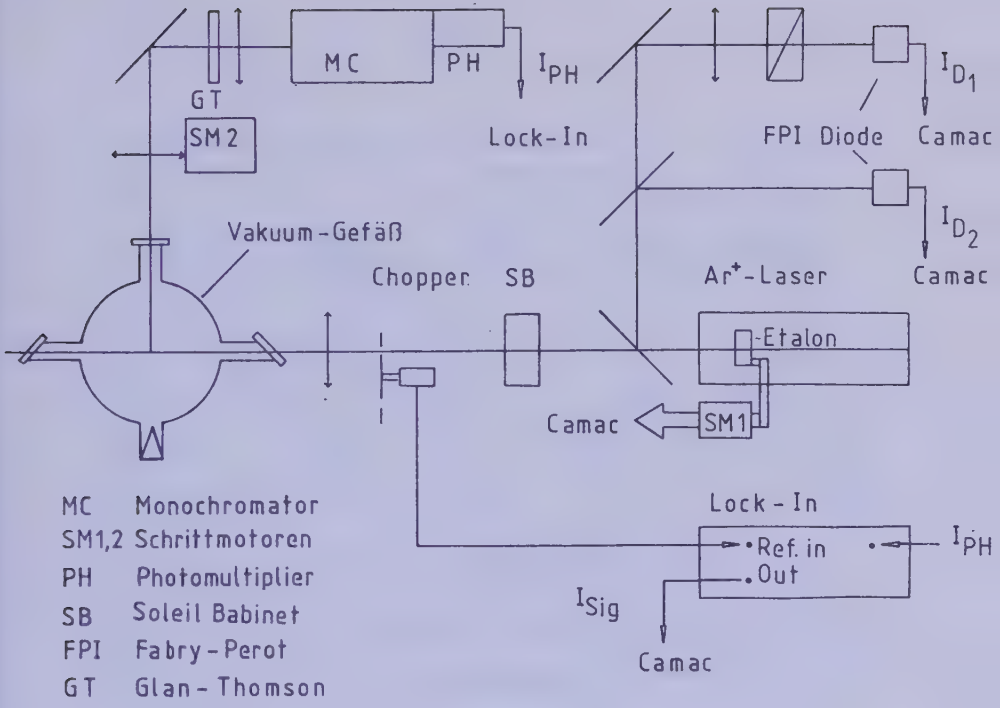


Abb.5.3 Experimenteller Aufbau für die Resonanzstreuung an der Ar II-Linie $\lambda = 488$ nm:

MC Monochromator SM 1,SM 2 Schrittmotoren

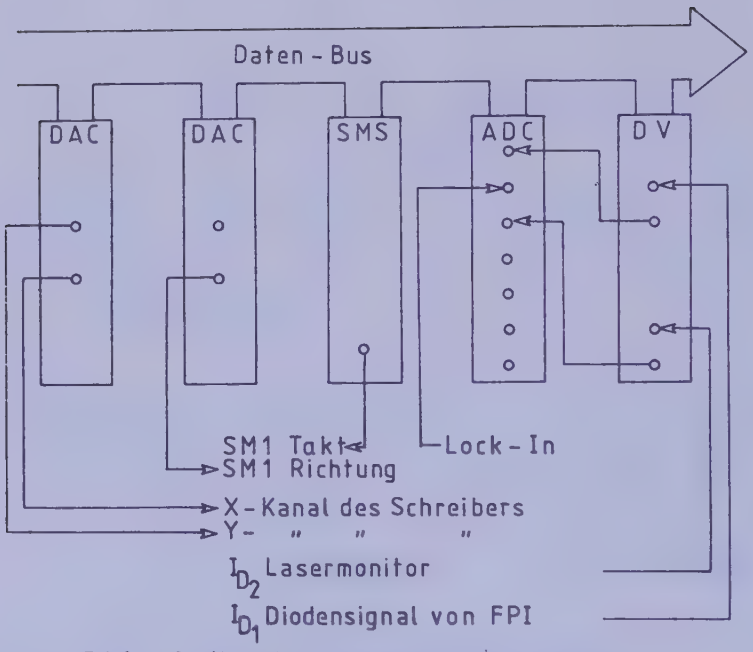
PH Photomultiplier RCA 7265 SB Soleil Babinet

FPI Fabry-Perot-Interferometer zur Wellenlängenbestimmung der Argon-Ionen-Laserstrahlung

GT Glan-Thomson Prisma

I_{D_1} Signal der Diode (BPX 65) für Wellenlängenbestimmung mit FPI

I_{D_2} Signal der Diode (BPX 65) zur Leistungsmessung des Argon-Ionen-Laser



DAC 2 - Kanal Analog - Digital - Wandler
ADC 7 - " Digital - Analog - "
DV Datenverstärker
SMS Schrittmotor - Steuermodul

Abb.5.4 Meßwerterfassung sowie Experimentsteuerung der Anordnung zur Resonanzstreuung an der Ar II-Linie λ = 488 nm (Abb.5.3)

Der Einmoden Argon-Ionenlaser

Das Verstärkungsprofil des verwendeten Argon-Ionenlasers hat bei der Wellenlänge λ = 488 nm eine spektrale Breite von ca 6 10^{-3} nm. Seine Strahlung setzt sich aus einer Vielzahl von Einzelmoden zusammen. Durch den Einbau eines Etalons in den Laserresonator kann eine dieser Moden selektiert werden. Bei dem in diesem Experiment verwendeten Etalon handelt es sich um ein Fabry-Perot niedriger Finess und einem festen Plattenabstand. Die beschichteten Platten des Etalons sind auf die Enden eines Hohlzylinders aus TiO_2 gekittet (Länge 25 mm).
Durch die niedrige Wärmeausdehnung dieses Materials von 10^{-7} pro Grad ist eine hohe Frequenzstabilität gegeben.
Die Frequenzverstimmung der Laserstrahlung erfolgt durch Verkippen des Etalons mit Hilfe eines rechnergesteuerten Schrittmotors (SM1 in Abb. 5.3). Bei kleinen Kippwinkeln θ ist die Wellenlängenänderung proportional dem Quadrat der Schrittzahl N des Motors. Ein Eichspektrum erlaubt für jedes N die Zuordnung einer Wellenlängendifferenz $\Delta = \lambda - \lambda_o$ (λ_o Wellenlänge, die θ = 0 Grad entspricht). Dazu wird das Etalon über einen Winkelbereich verstellt, der jeweils die erste Ordnung links und rechts der Nullage ($\theta = 0^o$) vollständig erfaßt. Die dabei auftretende Wellenlängenänderung wird über ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI in Abb. 5.3), das ebenfalls einen festen Plattenabstand besitzt, gemessen. Bei jeder Frequenzverstimmung der Laserstrahlung um einen "Freien-Spektralen-Bereich" (FSR) des FPI mißt die Diode D_2 ein von Null verschiedenes Signal. Ein auf diese Weise aufgenommenes Eichprofil zeigt Abb. 5.5 . Als Ordinate ist das mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC in Abb. 5.4) erfaßte Diodensignal I_{D_2} aufgetragen, während auf der Abszisse eine der Schrittzahl N proportionale Spannung dargestellt ist. Die Symmetrieachse in Abb. 5.5 stellt dabei die

Schrittzahl N_o dar,die dem Winkel $\theta = 0^o$ entspricht bzw. der Bezugswellenlänge λ_o.
Da die Wellenlängenänderung bei einem Etalon dem Quadrat des Kippwinkels proportional ist,muß die Abszisse "quadratisch gestreckt werden,um den relativen Abstand $\Delta = \lambda - \lambda_o$ zu erhalten. Für den Abstand der einzelnen Transmissionsmaxima des FPI in Abb.5.5 ergab sich dabei jeweils der gleiche Wert Δ.Dieser entspricht gerade dem FSR des FPI ($7.94\ 10^{-4}$ nm bei λ = 488nm). Für die absolute Wellenlängendifferenz gilt somit:
$\lambda - \lambda_o = (N^2 - N_o^2)/\Delta$

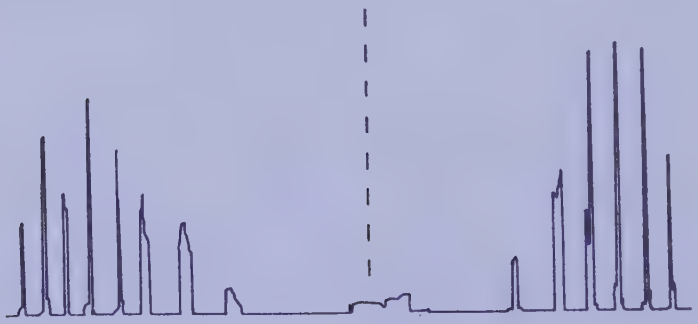


Abb.5.5 Eichspektrum für die Wellenlängenverstimmung der Argon-Ionen-Laserstrahlung

Interpretation der Streuung an ArII

Abb.5.6 und Abb.5.7 zeigen einen Vergleich der Temperaturen und Dichten für die Elektronen und Ionen vor der Anode,wie sie zum einen mit der Thomson-Streuung zum anderen mit der in Kapitel 5.2.1 beschriebenen Streuanordnung gewonnen wurden.

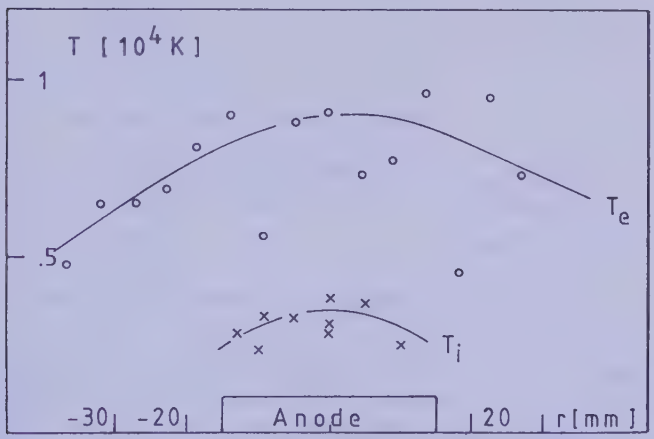


Abb.5.6 Temperaturverlauf der Ionen und Elektronen vor der Anode

Während der radiale Temperaturverlauf der Elektronen und Ionen in etwa ein ähnliches Verhalten zeigen,wobei jedoch $T_e \sim 2.6\ T_i$ ist,weichen die gemessenen Dichteprofile erheblich voneinander ab.
Die Dichte der angeregten Ionen N_i^* (nur diese kann gemessen werden,da bei dem betrachteten Übergang eine natürliche Inversion vorliegt /46/) findet ihr Maximum an der Stelle r = 0 und fällt zum Anodenrand scharf ab.Die ent-

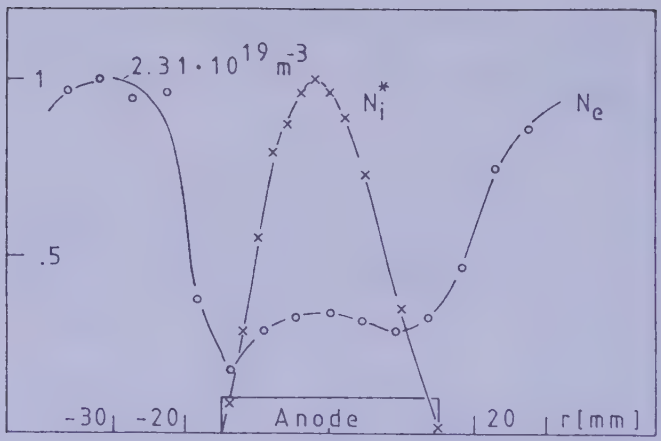


Abb.5.7 Dichteverlauf der Ionen und Elektronen von der Anode

sprechende Verteilung der Elektronen weist vor der Anode eine Senke auf und besitzt ihre Maximalwerte ($N_e = 2.3\ 10^{19}\ m^{-3}$) außerhalb des durch die Anode vorgegebenen Bereichs bei $r \sim \pm 30$ mm.Da das Plasma in Bereichen,in denen N_e von N_i^* abweicht,elektrisch neutral ist,muß der Verlauf der Ionen im Grundzustand N_i^o dem der Elektronen entsprechen.Die Verteilung N_i^* spiegelt deshalb die Anregungsbedingungen in ihrer Abhängigkeit vom Radius r wieder. Für die Berechnung der Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus $4p\ ^2D_{5/2}$ lag in /47/ ein vereinfachtes Stoß-Strahlungs-Modell (SSM) zu Grunde,bei dem die Besetzung zum einen durch direkten Elektronenstoß aus dem Grundzustand zum anderen über einen Zweistufenprozeß (Grundzustand-metastabiles Niveau $3d\ ^2F_{7/2}$ - $4p\ ^2D_{5/2}$) erfolgte.Wendet man dieses SSM auf den Parameterbereich des Argon-Bogens im Anodenraum an (siehe Anhang),so dürfte der Zustand $4p\ ^2D_{5/2}$) nicht besetzt sein,da die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die vorliegenden T_e - Werte sehr steil abfallen.
Die Diskrepanz zwischen Modellrechnung und Experiment könnte neben der Unge-

nauigkeit der Querschnitte für kleine T_e auf die Änderung des Anregungsmechanismus zurückzuführen sein,wie es auch in /48/ angedeutet wird.
Die Beschränkung der Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus auf den durch den Anodenradius vorgegebenen Bereich erhebt die Frage,ob nicht die durch Oberflächenrekombination entstehende hohe Neutralteilchendichte einen Einfluß auf den Anregungsmechanismus hat.
Nimmt man an,daß der Gesamtdruck auf der Bogenachse vor der Anode mindestens so hoch ist wie der Elektronendruck an der Stelle r = 30 mm,so erhält man als grobe Abschätzung für die Neutralteilchendichte den Wert $N_o \sim 3\ 10^{19}\ m^{-3}$ (T_e = 6000 K für r = 30 mm,Achswerte: T_e = 9000 K,T_i = 3000 K,T_o = 1500 K).
Für einen direkten Ladungsaustausch zwischen hochangeregten ArI-Zuständen und dem metastabilen 3d $^2F_{7/2}$ des ArII fehlen jedoch ca 2.8 eV.
Der Verlauf der Ionentemperatur T_i in Abhängigkeit vom Abstand z zur Anode sowie $N_i^*(z)$ ist in Abb.5.8 wiedergegeben.

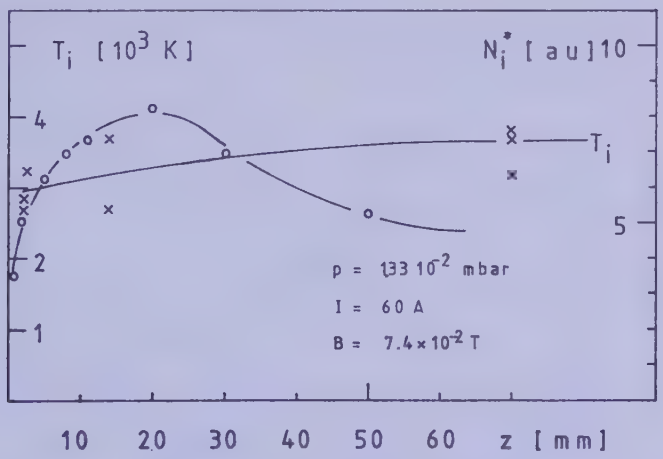


Abb.5.8 Axialer Temperaturverlauf der Ionen im Anodenbereich,sowie relativer Dichteverlauf des oberen Laserniveaus

T_i fällt axial nur sehr schwach im Anodenbereich von z = 60 mm bis z = 2 mm ab. Für z < 2 mm konnte nicht mehr gemessen werden, da dann Teile des Laserstrahls die Anodenoberfläche berühren.

Das Verhalten der axialen Ionentemperatur vor der Anode entspricht dem Temperaturverlauf, wie er in /49/ durch Lösung der Ionenenergiegleichung ermittelt wurde.

Bei der Auswertung der Dopplerprofile zur radialen T_i - Bestimmung zeigte sich eine spektrale Verschiebung der Meßkurven, die so groß war, daß für r > 10 mm das Spektrum des Argon-Ionenlasers die Dopplerbreite der Bogenlinien nicht mehr überdeckte. In Abb.5.9 ist die der Wellenlängenverschiebung des Absorptionsprofils entsprechende Geschwindigkeit in Abhängigkeit von r für drei verschiedene z - Werte aufgetragen.

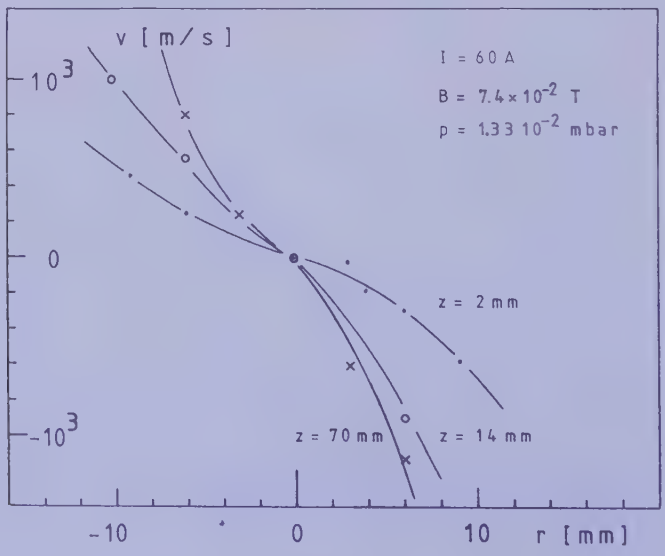


Abb.5.9 Radiale Geschwindigkeit der Ionen vor der Anode

Für r = 6 mm, z = 70 mm betrug die radiale Geschwindigkeit ca 10^3 m s^{-1}. Die Richtung der spektralen Verschiebung der Dopplerlinie entsprach einer nach innen gerichteten radialen Geschwindigkeit der Argonionen.
Bei der Behandlung der Bogenrotation in der Mitte der Entladung zwischen Anode und Kathode /44/ zeigte sich, daß auch dort die Ionen aufgrund ihrer Viskosität auf die Bogenachse strömen, wobei jedoch ihre Geschwindigkeit nur einige 10 m s^{-1} betrug.

Zur Erklärung der hohen Radialgeschwindigkeit der Ionen im Anodenbereich muß deren Impulsbilanz gelöst werden /50/. Neben den bereits bekannten Plasmaparametern ist dabei die Kenntnis der radialen elektrischen Felder E_r sowie die axiale Ionengeschwindigkeit v_z erforderlich. In einem Niederdruckbogen ähnlichen Aufbaus /51/ wurde v_z durch Dopplerspektroskopie gemessen (bis ca z = 200 mm : $V_z \sim 10^3$ m s^{-1}). Sondenmessungen in /52/ zeigen, daß im Anodenbereich elektrische Felder von einigen 100 V m^{-1} zu erwarten sind.
Die Abhängigkeit der Ionentemperatur T_i sowie N_i^* von Druck p, Magnetfeld B und Entladungsstrom I ist in den Abbildungen 5.10 bis 5.12 zusammengefaßt. T_i zeigt eine starke Abhängigkeit vom Entladungsstrom I und vom Magnetfeld B während T_i fast unabhängig von p ist.

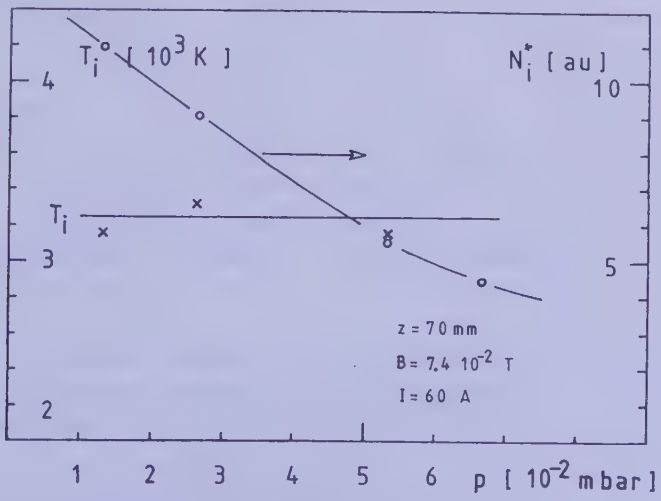


Abb.5.10 T_i, N_i^* in Abhängigkeit vom Druck p im Anodenbereich

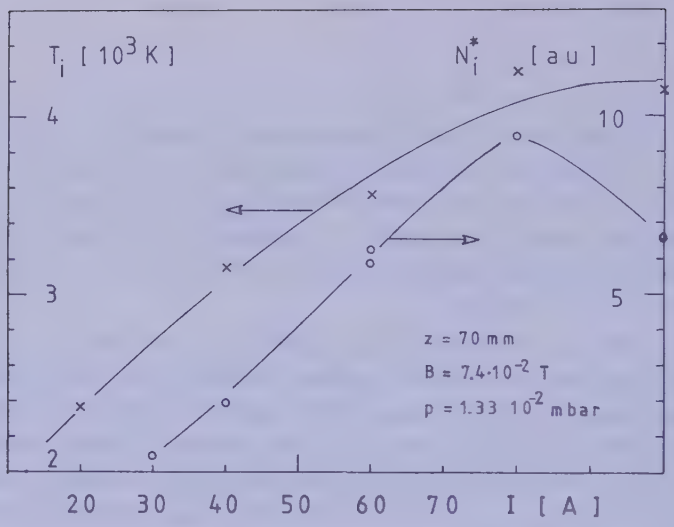


Abb.5.11 T_i, N_i^* in Abhängigkeit vom Entladungsstrom I (auf der Achse vor der Anode)

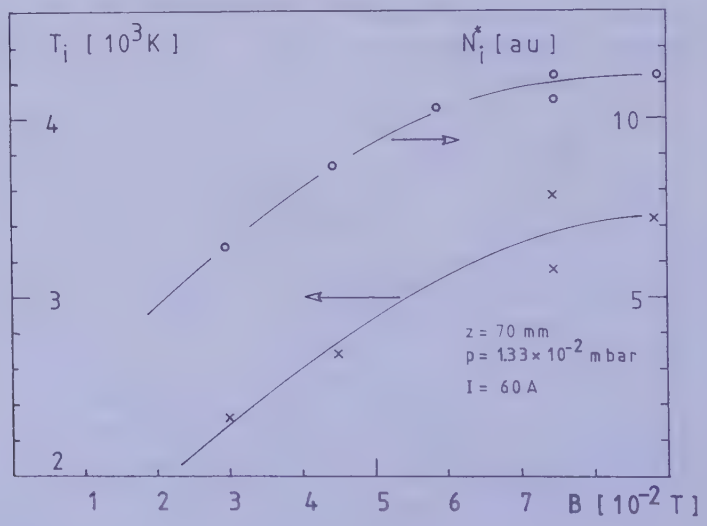


Abb.5.12 T_i, N_i^* als Funktion vom Magnetfeld B im Anodenbereich

5.3 Bestimmung der Neutralteilchentemperatur des Argon-Niederdruckbogens durch Laserfluoreszenzmessung an der HeI-Linie λ = 587.6 nm

Um für das optische Pumpen eines atomaren Überganges zur Bestimmung seiner Dopplerbreite mit einem Laserstrahl ein möglichst hohes Streusignal zu erhalten, sollten folgende drei Kriterien erfüllt sein:

I : hohe Besetzungsdichte des unteren optisch gepumpten Niveaus (möglichst Grundzustand oder metastabiles Niveau)

II : hohe Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission

III: Streustrahlung in einem Frequenzbereich, der durch einfach zu handhabende Detektoren (Fotomultiplier) und durchstimmbare Laser überdeckt werden kann.

Die Anwendung der Kriterien I - III auf Übergänge des neutralen Argons (Ar I) im Vergleich mit dem He I - Übergang $2p\ ^3P - 2d\ ^3D$ zeigt Tabelle 5.2

Übergang	λ in nm	A in 10^{-8} s^{-1}		Erfülltes Kriterium
$1s_5 - 2p_6$	763.5	0.274		I,II
$1s_5 - 2p_2$	696.5	0.067		I,III
$1s_4 - 2p_5$	751.5	0.430	Ar	I,II
$1s_4 - 2p_3$	738.4	0.087		I
$2p_{10} - 5d_6$	565.1	0.033		III
$2p_{10} - 3s_3$	588.3	0.013		III
$2p\ ^3P - 2d\ ^3D$	587.6	0.706	He	I,II,III

Tabelle 5.2 : Auswahl des Übergangs für optisches Pumpen von Ar I im Vergleich mit dem He I Übergang (λ = 587.6 nm)

Bei der Aufstellung der Tabelle 5.2 wurden die A-Werte aus /53/ übernommen. Aus der Tabelle ersieht man, daß in ArI kein optischer Übergang im sichtbaren Teil des Frequenzspektrums die Kriterien I-III erfüllt. Zur Temperaturbestimmung der Neutralteilchen im Argon-Niederdruckplasma wurde deshalb die He I - Linie λ = 587.6 nm gewählt. Dabei wurde das Helium dem durch die Hohl-

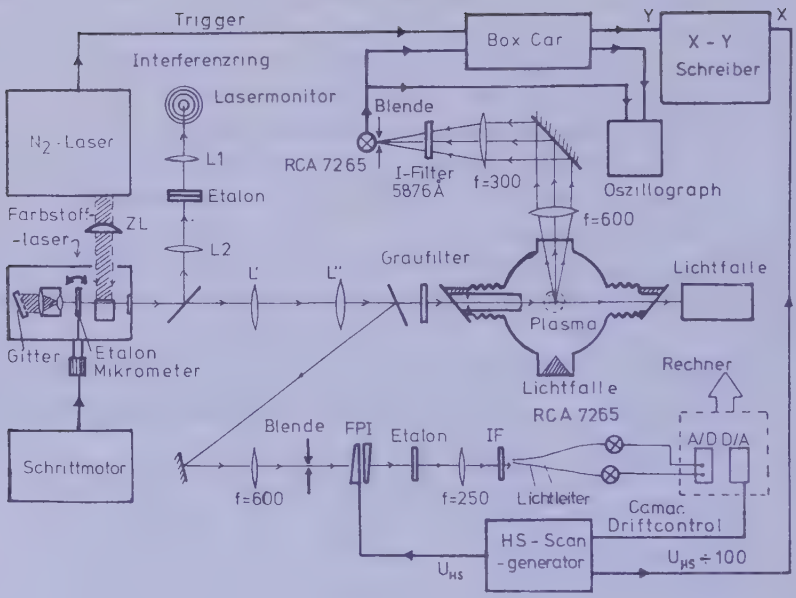


Abb.5.14 Experimentelle Anordnung zur Laserfluoreszenzmessung an der HeI-Linie λ = 587.6 nm

ZL Zylinderlinse, IF Interferenzfilter, FPI Fabry-Perot-Interferometer, A/D Analog-Digital-Wandler, D/A Digital-Analog-Wandler

kathode strömenden Argon über ein separates Dosierventil in einer solch geringen Menge beigemischt,daß der Druck im Entladungsgefäß nur um 1% stieg. Da Helium eine 10 mal geringere Masse als Argon besitzt,ist seine Dopplerbreite bei gleicher Temperatur ca 3.2 mal größer.Dies erlaubte es,ein gepulstes Farbstofflasersystem (spektrale Breite 2 10^{-3} nm) für die Bestimmung des Absorptionsprofils einzusetzen.Die dabei eingesetzte experimentelle Anordnung gibt Abb.5.14 wieder.

Der Strahl eines Stickstofflasers (Pulsdauer 5 ns,Leistung bis 1MW) wird mit einer Zylinderlinse in die von einer Rhodamin 6G-Lösung durchströmten Küvette eines Farbstofflasers fokusiert.Die somit erzeugte Laserstrahlung läßt sich mit einem holographischen Gitter auf die HeI-Linie λ = 587.6 nm abstimmen und auf eine Breite von 3 10^{-2} nm einengen.Ein mit einem Schrittmotor verkippbares Etalon erlaubt eine weitere Frequenzeinengung auf 2 10^{-3} nm sowie eine Wellenlängenverstimmung über den Bereich des Dopplerprofils der He-Linie.

Der Farbstofflaserstrahl wird mit den Linsen L' und L'' in den Anodenraum des Entladungsgefäßes abgebildet.Die Beobachtung des Streulichtes erfolgt senkrecht zur Einstrahlrichtung,wobei das durch ein Interferenzfilter (spektrale Breite 0.5 nm) vom übrigen Plasmaleuchten separierte Fluoreszenzlicht mit einem Fotomultiplier (RCA 7265) registriert wird.Dessen Signal läßt sich mit einem Box-Car-Integrator über viele Pulse mitteln (100 Pulse pro Frequenzverstimmung).Die elektrische Versorgungseinheit des Stickstofflasers gibt dazu parallel zu den Laserpulsen elektrische Triggersignale aus,die den Box-Car mit den Streusignalen synchronisieren.

Der Box-Car erzeugt eine dem Mittelwert der Streupulse proportionale Spannung,die in den Y-Eingang eines X-Y-Schreibers gegeben wird.Auf der Abszisse (X-Kanal) wird ein der Wellenlängenänderung des Farbstofflaserstrahls proportionales Signal dargestellt,das mit der im unteren Teil der Abb.5.14 wiedergegebenen experimentellen Anordnung gewonnen wird.

Eine Glasplatte leitet einen Teil des Farbstofflaserstrahls durch ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI),das einen Freien-Spektralen-Bereich (FSR) von 0.1 nm hat.Die Abstimmung der Laserfrequenz auf einen Bereich von 0.1 nm um die HeI-Linie λ = 587.6 nm erfolgt mit einem Interferenzfilter (Halbwerts-

breite 1 nm) und einem Etalon (FSR = 0.1 nm,Apparateprofil ca 10^{-2} nm).Ein Ausschnitt des hinter dem FPI durch eine Linse (f=250 mm) erzeugten Ringsystems wird auf zwei Lichtleiter abgebildet,die mit zwei Fotomultipliern (RCA 7265) verbunden sind.Die Lage der Lichtleiter wird dabei so gewählt, daß beide Multiplier jeweils ein gleich hohes Signal erzeugen.Diese Bedingungist nur dann erfüllt,wenn der Ringabschnitt von den Lichtleitern in zwei etwa symmetrische Teile zerlegt wird.Ein schneller Analog-Digital-Wandler (12 Kanal Le Croy ADC) wandelt die elektrischen Pulse in Digitalwerte um,die über ein Camac-Crate an einen Prozeßrechner übergeben werden. Dieser mittelt jeweils über 10 Pulse I_1 und I_2 und bildet die Differenz $\bar{I}_1 - \bar{I}_2$.Dieser Wert stellt die eigentliche Regelgröße dar.Eine Wellenlängenänderung des Farbstofflasers bewirkt,daß $\bar{I}_1 - \bar{I}_2$ von Null abweicht.Über einen Digital-Analog-Wandler (DAC) im Camac-Crate läßt sich die Differenz $\bar{I}_1 - \bar{I}_2$ in eine Gleichspannung umformen,die elektrisch verstärkt an die Piezokristalle der FPI-Spiegel angelegt wird.Der Regelkreis sorgt dafür, daß $\bar{I}_1 - \bar{I}_2$ wieder den Wert Null annimmt,d.h. die Lichtleiter besitzen wieder die gleiche Lage bezüglich des Ringsystems.Die dazu von dem DAC erzeugte Gleichspannung ist der Frequenzverstimmung der Farbstofflaserstrahlung proportional und dient deshalb gleichzeitig als X-Vorschub des X-Y-Schreibers. Die Zeitkonstante des Regelkreises war dabei klein (ca 1 s) gegenüber der Wellenlängenänderung der Laserstrahlung durch den Schrittmotor.
Bei der Analyse der mit der oben beschriebenen experimentellen Anordnung gewonnenen Profile zeigte sich,daß deren Breite von der Leistung des Farbstofflasers abhing.In Abb.5.15 ist die volle Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ des Streuprofils in Abhängigkeit von den Abschwächfaktoren der in den Laserstrahl eingesetzten Transmissionsfilter dargestellt.Die unabgeschwächte Laserleistungbetrug dabei ca 3 kW und wurde auf einen Fokusdurchmesser von 1 mm abgebildet.Es zeigte sich,daß für eine Abschwächung unterhalb 10^{-3} die Profilbreite konstant blieb.

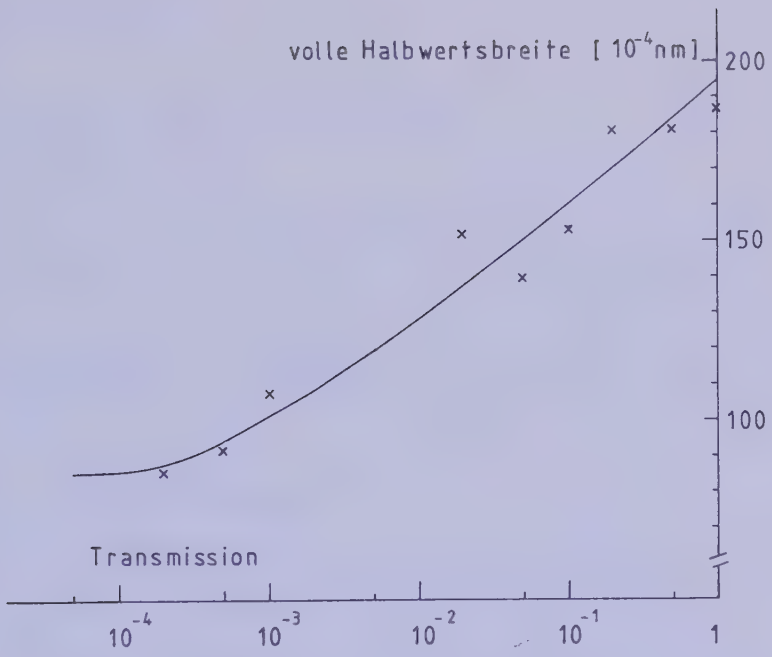


Abb.5.15 Abhängigkeit der spektralen Breite des Absorptionsprofils von der eingestrahlten Laserleistung

Zur Bestimmung der Dopplerbreite der HeI-Linie λ = 587.6 nm blieb das Filter mit dem Transmissionsfaktor 10^{-3} fest im Laserstrahlengang eingesetzt.Bei der Berechnung der Neutralteilchentemperatur aus den gemessenen Profilbreiten muß die spektrale Breite der Laserstrahlung (2 10^{-3} nm) berücksichtigt werden. Nimmt man für ihr spektrales Profil einen gaußförmigen Verlauf an,so müssen die gemessenen Absorptionsbreiten um ca 2% erniedrigt werden,während unter der Annahme eines Lorentzprofils die Korrektur bis zu 10% beträgt.Für beide Profilformen ist in Abb.5.16 die Neutralteichentemperatur in Abhängigkeit vom Abstand z zur Anodenoberfläche dargestellt,wobei für zwei verschiedene Entladungsparameter die Temperaturen bestimmt wurden.Jeder Meßpunkt resultiert dabei aus den Mittelwerten von vier Profilmessungen.Da sich die Absorptionsbreite mit einer Streuung von ca 5% ermitteln ließ,betrug die Temperaturschwankung ca 10% ($T \propto \Delta\lambda^2$).

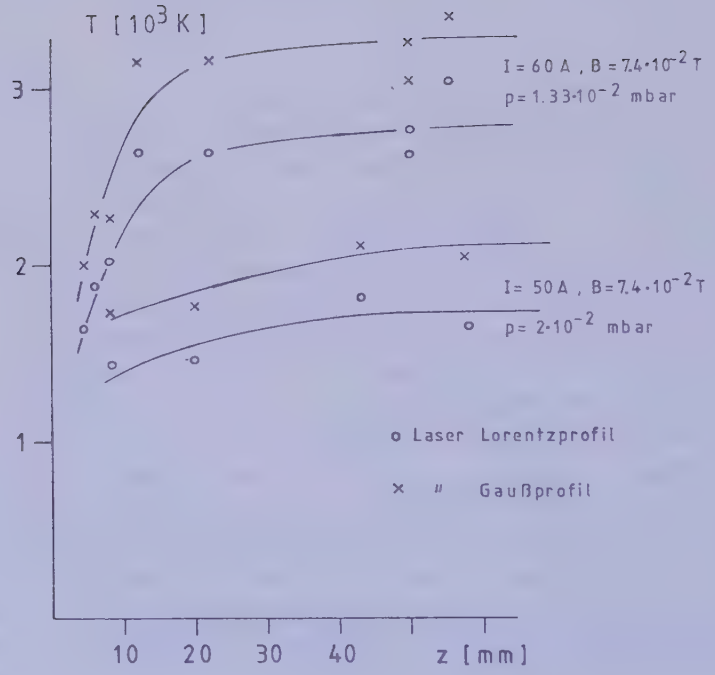


Abb.5.16 Neutralteilchentemperatur vor der Anode des Argon-Niederdruckbogens

6. Das Ablationsexperiment

6.1 Experimenteller Aufbau des Ablationsexperiments

Zur Untersuchung freigesetzten Oberflächenmaterials mit einem der Wand vorgelagerten Plasma eignet sich die Laserablation /6 /. Sie erlaubt eine örtlich und zeitlich definiert wählbare Erzeugung metallischer Verunreinigungen.
Das Expansionsverhalten der Metallatome im Plasma läßt sich mit der Resonanzfluoreszenz verfolgen, die es ermöglicht, den Dichteverlauf der ins Plasma strömenden Wandteilchen orts- und zeitaufgelöst zu messen. Die dabei eingesetzte experimentelle Anordnung ist in Abb. 6.1 wiedergegeben. Da die Meßwerterfassung und Experimentsteuerung mit einem Camac-System erfolgte, zeigt Abb. 6.2 ergänzend zu Abb. 6.1 die Belegung der Camac Module.
Eine Linse bildet den frequenzverdoppelten Strahl eines Nd-Yag-Lasers (I = 300 mJ bei λ = 532 nm, Pulsdauer ca. 16 ns volle Halbwertsbreite, Repetitionsfrequenz 10 Hz) auf die Anodenoberfläche ab (Fokusdurchmesser $\emptyset$ = 1.7 mm). Der Lichtleiter L_6 lenkt einen Reflex des Nd-Yag-Laserstrahls auf eine Diode (BPX 65_1), deren Signal es erlaubt, über eine Zeitverzögerungseinheit den Stickstofflaser zu beliebig wählbaren Zeiten zu zünden. Die Stickstofflaserstrahlung pumpt ein nachgeschaltetes Farbstofflasersystem, wobei in Abhängigkeit vom gepumpten Niveau des Cu I verschiedene Farbstofflösungen zum Einsatz gelangten: Resonanzstreuung am Grundzustand: DCM gelöst in Dimethylsulfoxid (λ = 649.6 nm), Streuung am metastabilen Niveau $^2D_{5/2}$: Coumarin 307 gelöst in Äthanol (λ = 510.6 nm).
Da die Resonanzlinie des Cu I bei der Wellenlänge λ = 324.8 nm liegt, wurde die Strahlung des Farbstofflasers (λ = 649.6 nm) mit einer Linse in einen $LiJO_3$-Frequenzverdoppler-Kristall fokussiert. Bei einer Konversionsrate von ca. 15 % konnte mit einer Eingangsleistung von 1 kW (bei λ = 649.6 nm) eine UV-Leistung von 150 W erzeugt werden. Die Absoluteichung der Fluoreszenzstrahlung mit Rayleigh-Streuung an Propan erforderte eine Drehung der Polarisationsebene des UV-Laserstrahls um 90° mit einem Soleil Babinet.
Ein Linsensystem leitete die zum optischen Pumpen der Cu I-Zustände verwendeten Laserstrahlen in das Entladungsgefäß vor die Anode. Die Beobachtung des Streulichts erfolgte senkrecht zur Ebene, die der Nd-Yag- und Farbstofflaserstrahl aufspannten. Ein Monochromator separiert dabei spektral das Resonanz-

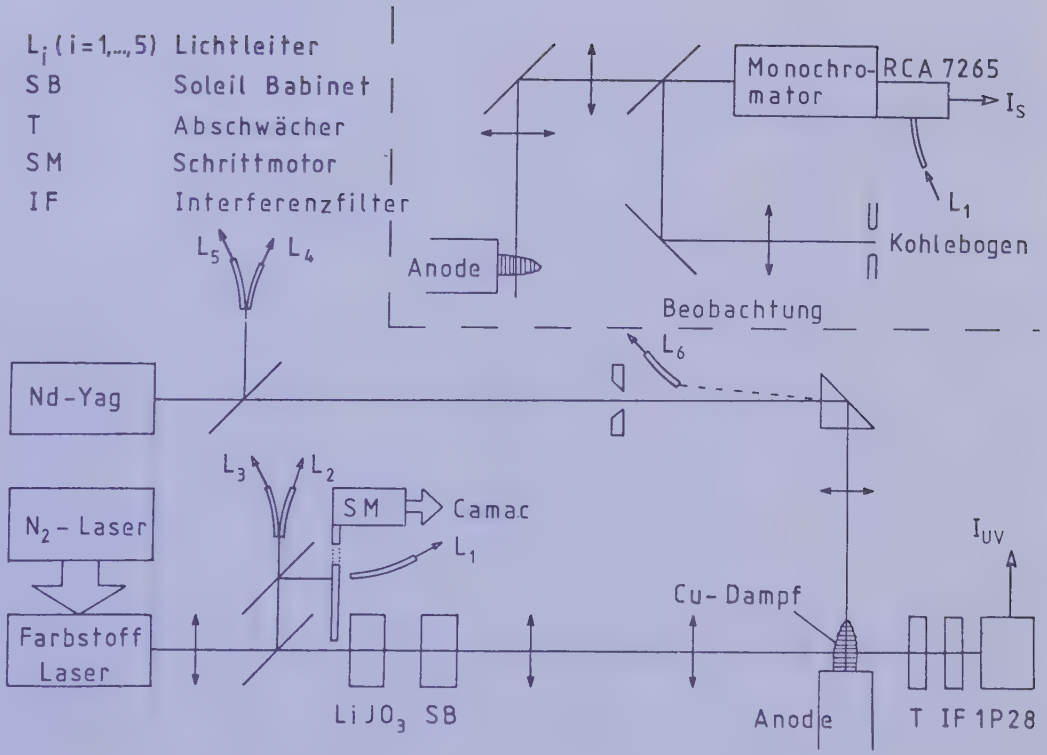


Abb.6.1 Experimentelle Anordnung für das Verdampfen von Kupferatomen mit einem Nd-Yag-Laser (Ablation)

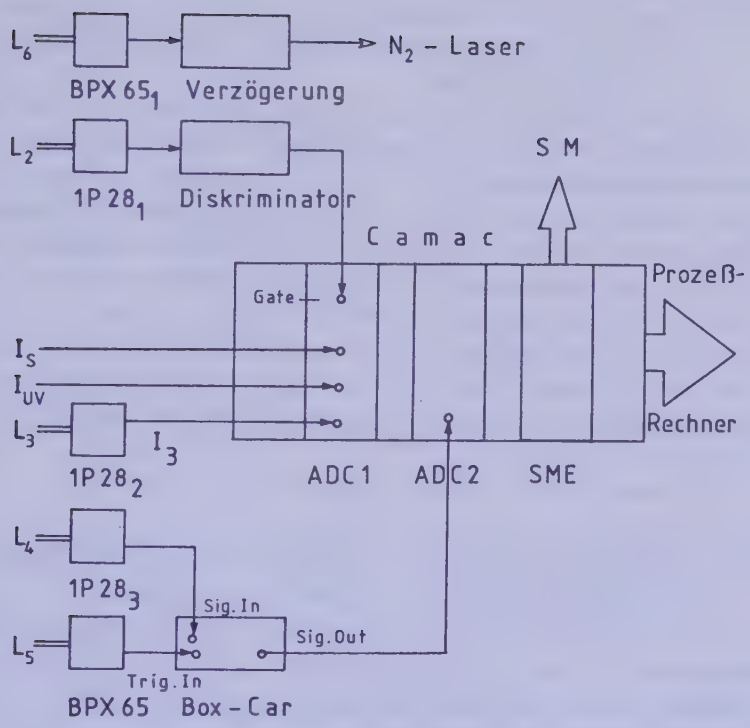


Abb.6.2 Meßwerterfassung und Experimentsteuerung mit dem Camac-System

streusignal vom übrigen Plasmaleuchten. Die Strahlung eines Kohlebogens, dessen Elektroden zuvor in eine $CuSO_4$-Lösung getaucht wurden und deshalb die Cu I-Resonanzlinien besonders stark abstrahlen, ermöglichte die Abstimmung des Monochromators auf die gewünschte Wellenlänge.
Über ein Spiegelsystem konnte der Farbstofflaserstrahl auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet werden und somit seine Wellenlänge mit den Cu I-Linien zur Deckung gebracht werden.

Am Austrittsspalt des Monochromators befand sich der Streumultiplier (RCA 7265), dessen Signal I_S sich aus zwei Anteilen zusammensetzte:

a) Ein sich über mehrere Mikrosekunden erstreckendes Untergrundsignal (U), das durch die Elektronenstoßanregung der Kupferatome im Niederdruckbogen erzeugt wird.

b) Ein kurzer Streupuls (bis einige 10 ns), der die Reaktion des durch den Farbstofflaserstrahl angeregten Cu I-Überganges darstellt.

Während der Messungen zeigte sich, daß die Pulsverstärkung des RCA 7265 von der Höhe des Untergrundsignals U abhing. Um den daraus resultierenden Fehlereinfluß zu beseitigen, mußte die Pulsreaktion des Fotomultipliers bei jedem gegebenen Untergrund U bestimmt werden. Dazu wurde ein Teil der unverdoppelten Laserstrahlung auf einen Lichtleiter L_1 gelenkt, der direkt mit dem RCA 7265 verbunden war. Ein mit einem Schrittmotor (SM in Abb.6.1) verstellbarer Schieber erlaubte dabei die Registrierung folgender drei Signale, jenachdem ob gerade der Lichtleiter L_1 oder der Farbstofflaserstrahl abgedeckt wurde:

1) Streusignal plus Untergrund (Laser auf-, L_1 abgedeckt) $I_S = I_1$

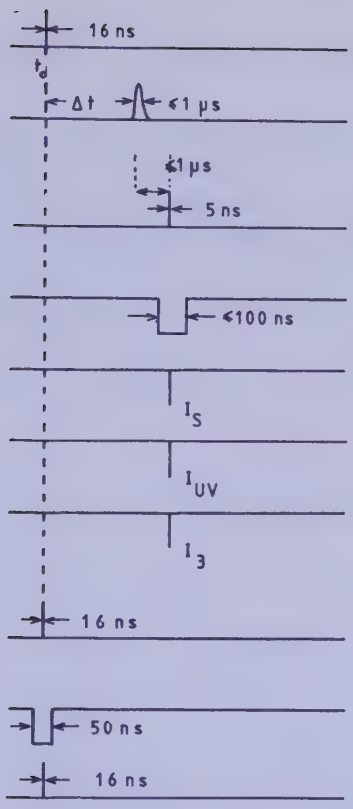
2) Untergrund U (Laser und L_1 abgedeckt)

3) Referenzpuls, der über den Lichtleiter L_1 direkt in den Streumultiplier gelangt, plus Untergrund (Laser ab-, L_1 aufgedeckt) $I_S = I_{Ref}$

Das Signal des Lichtleiters L_1 war ein in seiner Höhe und Zeitdauer dem Resonanzleuchten vergleichbarer Lichtpuls, der es erlaubte, den Pulsverstärkungsfaktor des RCA 7265 zu bestimmen. Dazu mußte zusätzlich die unverdoppelte Farbstofflaserstrahlung über den Lichtleiter L_3 mit einem weiteren Fotomultiplier ($1P28_2$ in Abb.6.2) registriert werden (Signal I_3). Der Verstärkungsfaktor des Streumultipliers ergibt sich dann zu:

$A = (I_{Ref} - U)/I_3$.

Ein schneller 12 Kanal Analog-Digital-Wandler (ADC 1) erfaßte die Meßpulse (I_S, I_3) innerhalb eines mit einem Diskriminator erzeugten Zeitfensters („gate") einstellbarer Breite. Der Diskriminator erhielt dabei einen Triggerpuls von einem Fotomultiplier ($1P28_1$ in Abb.6.2) dessen Lichtsignal ein Reflex der unverdoppelten Strahlung des Farbstofflasers war, der auf den Lichtleiter L_2 fiel. Die zeitliche Abfolge der Meßwertaufnahme sowie der Steuersignale faßt die Abb.6.3 zusammen.



Puls des Nd-Yag-Lasers (über L_6 auf Fotodiode BPX 65_1)

Triggerpuls für Stickstoff-Laser (Δt Verzögerungszeit)

Farbstofflaserpuls zur Triggerung des Diskriminators (über L_2 auf 1P 28)

Gatepuls für 12 Kanal ADC

Streusignal

Monitor für UV-Laserleistung

Monitor für unverdoppelte Laserleistung

Trigger für Box-Car-Integrator (über L_5 auf BPX 65)

Zeitfenster des Box-Car

Monitor für Nd-Yag-Laserleistung (über L_4 auf 1P28)

Abb.6.3 Zeitlicher Ablauf der Meß- und Steuersignale für das Ablationsexperiment

Zusätzlich zu den Meßgrößen I_S und I_3 nahm der ADC1 einen der UV-Laserleistung des verdoppelten Laserstrahls proportionalen Puls I_{UV} auf. Dieser wurde von einem Fotomultiplier 1P28 (in Abb.6.2) erzeugt, der direkt in dem das Entladungsgefäß verlassenden Laserstrahl plaziert war (durch einen Absorptionsfilter abgeschwächt und ein Interferenzfilter spektral von der unverdoppelten Strahlung separiert).

Im unteren Teil der Abb.6.3 ist die Abfolge von Signalen dargestellt, wie sie zur Messung der Nd-Yag-Laserleistung benötigt wurde . Dazu leiteten die Lichtleiter L_4 und L_5 einen Reflex des Nd-Yag-Laserstrahls auf eine Fotodiode (BPX65 in Abb.6.2) und auf einen Fotomultiplier ($1P28_3$). Deren elektrische Pulse dienen als Trigger- und Meßsignale für einen Box-Car-Integrator, dessen Zeitkonstante so gewählt war, daß er jeweils über 10 Meßwerte mittelte. Ein ADC (ADC2 in Abb.6.2) erfaßte die dem Mittelwert der Nd-Yag-Laserleistung proportionale Spannung, die der Box-Car-Integrator ausgab.

6.2 Expansion der Kupferatome in ein Vakuum

Variiert man den Einsatzpunkt des Stickstoff-Laserpulses gegenüber dem Lichtpuls des Nd-Yag-Lasers (Verzögerungszeit Δt),so kann der Dichteverlauf der sich von der Anodenoberfläche ausbreitenden Kupferatome im Streuvolumen bestimmt werden.Erfolgt die Expansion des Metalldampfes in das Vakuum des Entladungsgefäßes ($p = 10^{-7}$ mbar),so zeigt Abb.6.4 die zeitliche Entwicklung der Kupferdichte im Grundzustand ($\lambda_L = 324.8$ nm).

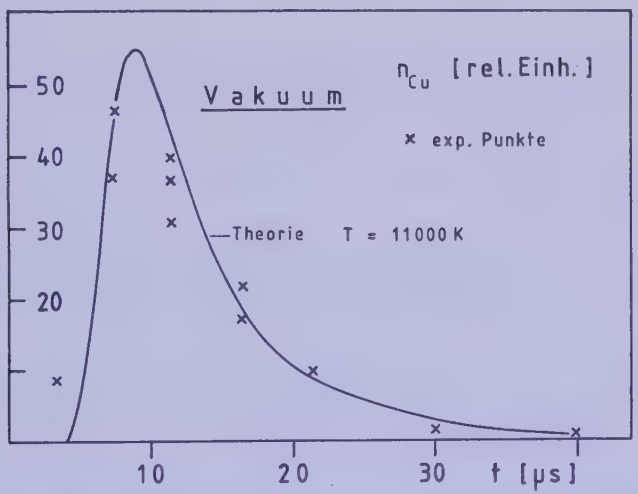


Abb.6.4 Zeitliche Entwicklung der Dampfdichte des Kupfers im Streuvolumen für z = 26 mm

Die axiale Verstellung der Anode erlaubt für jeden Abstand z zur Anodenoberfläche die Bestimmung des Zeitpunktes t_{max}, für den die Anzahl der Teilchen im Beobachtungsvolumen den größten Wert annimmt. Das daraus gewonnene Weg-Zeit-Verhalten der Maximaldichte zeigt Abb.6.5.

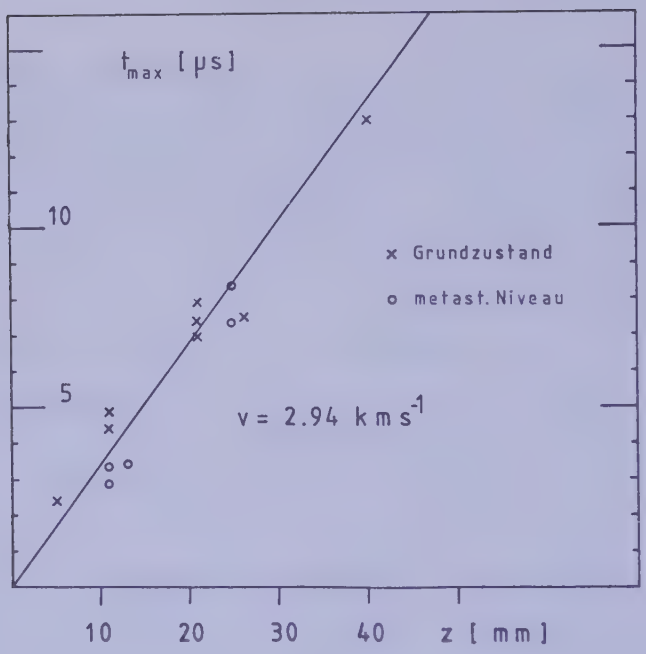


Abb.6.5 Weg-Zeit-Diagramm des Maximums der ins Vakuum expandierenden Kupferwolke

Die Kupferwolke expandiert mit einer Geschwindigkeit von 3 km s^{-1} in das Vakuum , wobei dieser Wert sowohl für die Atome im Grundzustand als auch im metastabilen Niveau gemessen wurde. Beobachtet wurde bei der Streuung an den metastabilen Kupferatomen abweichend von der Laserwellenlänge (λ_L = 510.6 nm) die Resonanzlinie λ = 324.8 Å (s. Tabelle 4.1). Nach Gleichung (2.12) entspricht einer Geschwindigkeit von 3 km s^{-1} eine Temperatur T_K von ca. 11000 K. Absorbiert die Oberfläche eine Laserleistungsdichte von 14 kJ m^{-2}, so heizt sie sich auf eine Temperatur von ca. 8000 K auf (Kapitel 3.2). Die Temperatur des sich vor dem Kupferzylinder ausbreitenden Metalldampfes sollte dann innerhalb der

Knudsen Schicht auf einen Wert $T_K = 0.67\ T_o$ (ca.5400 K) abfallen (Kapitel 3.1).Daß die aus der Expansionsgeschwindigkeit der Kupferwolke ermittelte Temperatur T_K von 11 000 K fast zweimal höher ist als der theoretische Wert könnte unter anderem zwei Ursachen haben:

1) Oberflächenbeschaffenheit
2) Absorption des Laserstrahls im Metalldampf.

Zu 1) Rauhigkeiten im Mikrometerbereich, die von der mechanischen Vorbehandlung des Metalles herrühren, besitzen im Vergleich zu einer ebenen Oberfläche einen verminderten Wärmekontakt mit dem Festkörper, der zu einer erhöhten Aufheizung und Verdampfung der Oberflächenstrukturen führt und somit die Absorption der Laserstrahlung im Metalldampf fördert /67/.

Zu 2) Laseraufgeheiztes Metall liegt bei Temperaturen um den kritischen Punkt im Plasmazustand vor (Kapitel 3.3) und kann durch inverse Bremsstrahlung einen Teil der Laserleistung absorbieren, woraus eine weitere Aufheizung des Plasmas erfolgen kann. Eine Untersuchung des Linienspektrums sollte eine ungefähre Abschätzung der Plasmatemperaturen ermöglichen.

Dazu wurde die Anode in axialer Richtung so weit in das Beobachtungsvolumen geschoben, bis das unter 90^o emittierte Licht des Plasmas auf den Monochromatorspalt fiel. Der Box-Car-Integrator mittelte das Signal I_S des Streumultipliers (RCA 7265) während ein Motor das Gitter des Monochromators kontinuierlich verstellte.

Das auf diese Weise gewonnene Emissionsspektrum des Kupferdampfes zeigte neben den stark ausgeprägten Resonanzwellenlängen (λ= 324.8 nm und 327.4 nm) viele Linien hochangeregter Cu I-Zustände, während eine Kontinuumsstrahlung nicht nachgewiesen werden konnte.

Bis zu einer Energie des Nd-Yag-Laserstrahls von 70 mJ erfolgte die untersuchte Emission aus einem Bereich, der sich auf die Oberfläche beschränkte. Bei einer geringfügigen Erhöhung der Laserintensität (um ca. 5 %) breitete sich die Linienstrahlung auf die gesamte Kupferwolke vor der Anode aus,während aus den Oberflächenbereichen jetzt eine Kontinuumsstrahlung registriert werden konnte.

Bei den folgenden Messungen war die Nd-YAG-Laserenergie immer unterhalb 70 mJ.

Aus dem Verhältnis der in Tabelle 6.1 wiedergegebenen Linienintensitäten läßt sich unter der Annahme, daß für diese Linien der Metalldampf optisch dünn ist, eine Elektronentemperatur von ca. 9100 K ableiten.

	λ = 510.6 nm	λ = 521.8 nm
Übergang	$4s^2\ ^2D_{5/2}$--$4p^2P_{3/2}^o$	$4p^2P_{3/2}^o$--$4d^2P_{5/2}$
Energie des oberen Zust. (eV)	3.82	6.19
Energie des unteren Zust. (eV)	1.39	3.82
A ($10^7 s^{-1}$)	0.195	12.2
gemessenes Intensitätsverhältnis	1.75 $\pm$ 0.05	7 $\pm$ 0.5

Tabelle 6.1 Angaben zu den für die Temperaturbestimmung des Oberflächenplasmas verwendeten Cu I-Linien

Die axiale Verschiebung der Anode sowie eine seitliche Verstellung der Beobachtungslinse vor dem Entladungsgefäß erlaubt es, die Dichte der Kupferwolke zum Zeitpunkt t_{max} mit der Resonanzfluoreszenz räumlich zu vermessen. Für zwei feste Verzögerungszeiten (t = 6.4 µs und 11.4 µs) zeigt die Abb.6.6 wie der Metalldampf strahlförmig in das Vakuum vor der Anode strömt.

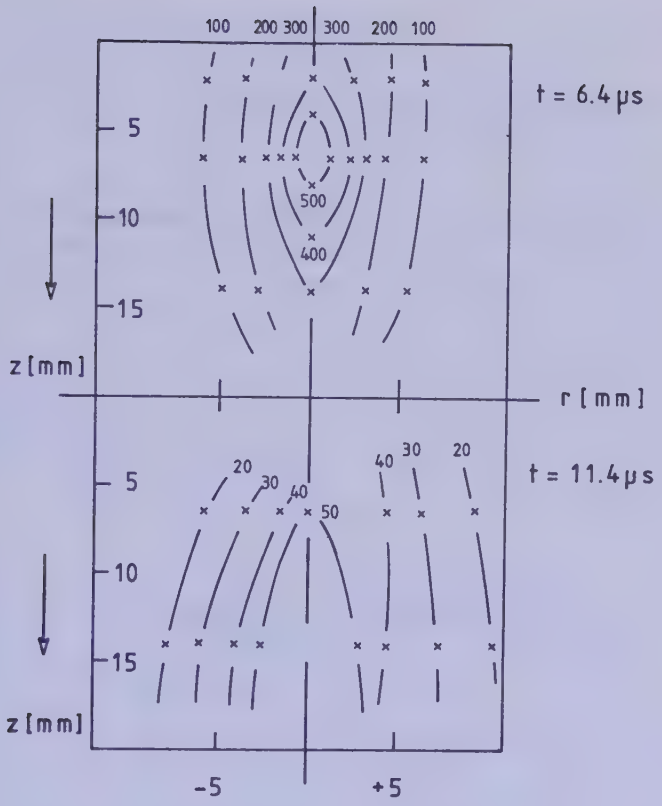


Abb.6.6 Räumliches Expansionsverhalten des von einem Kupferzylinder mit einem Nd-Yag-Laserstrahl ablatierten Metalldampfes (Die relativen Intensitäten sind an den Äquidensiten angegeben).

6.3 Absoluteichung des Resonanzstreusignals

Die Rayleighstreuung an einem Gas bekannter Dichte erlaubt die Absolutkalibrierung des Fluoreszenzpulses zur Bestimmung der zu messenden Dichte n_1^o /54/. Dabei sollte gewährleistet sein, daß die Besetzungsdichte des oberen optisch gepumpten Niveaus n_2 ihren von der Laserleistung unabhängigen Höchstwert n_2^{max} erreicht. Eine qualitative Bestätigung für das Erzielen der Maximaldichte erhält man durch Aufnahme der Sättigungskurve. Dazu wurde die Laserleistung sukzessive reduziert und das Streulicht zeitlich integriert gemessen (Abb.6.7) (Gate ca. 100 ns).

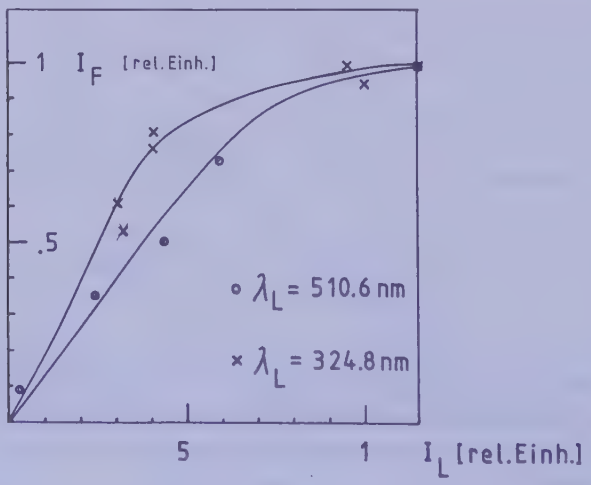


Abb.6.7 Sättigungsverhalten der Fluoreszenzstrahlung am Kupfer-Grundzustand (λ_L = 324.8 nm) sowie an dem metastabilen Niveau (λ_L = 510.6 nm). Die Beobachtungswellenlänge war in beiden Fällen λ = 324.8 nm.

Die Laserintensität beeinflußt dabei den Integralwert, da in einem Zweiniveausystem die Pulsdauer der Fluoreszenz eine Funktion von I_L ist /55/. Ergänzend zur Untersuchung des Sättigungsverhaltens löste der Box-Car das Streusignal zeitlich auf (Zeitfenster 75 ps). Für die Laserwellenlängen λ_L = 324.8 nm und λ_L = 510.6 nm ist der gewonnene Zeitverlauf der Fluoreszenz bei λ = 324.8 nm in Abb.6.8 wiedergegeben.

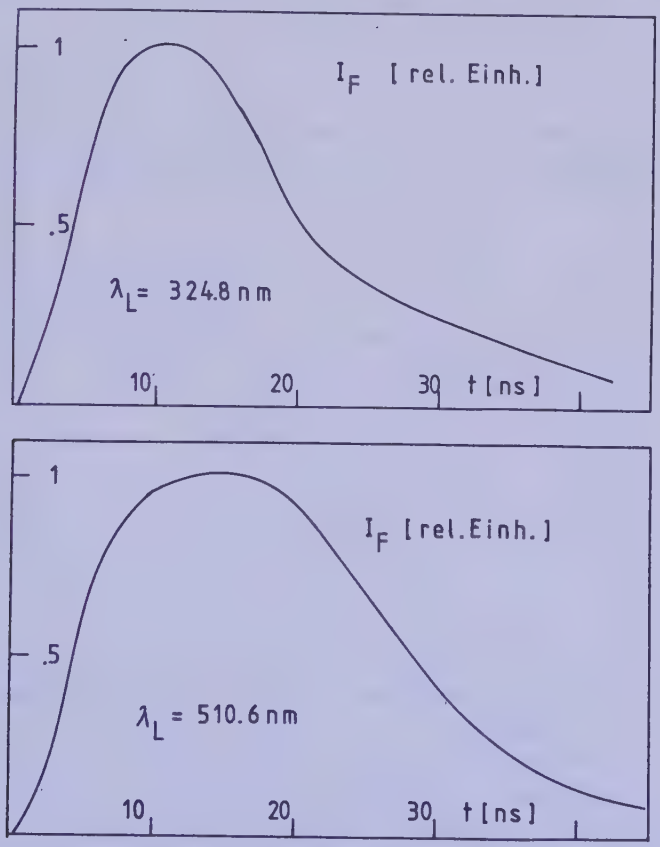


Abb.6.8 Zeitaufgelöste Fluoreszenzstrahlung bei λ = 324.8 nm, λ_L= Laserwellenlänge

Bei einer Anstiegszeit des Fotomultipliers (RCA 7265) von 3-4 ns (Herstellerangabe) zeigt ein Vergleich des gemessenen Zeitverhaltens der Besetzungsdichte $n_2(t)$ (Abb.6.8) mit dem Kurvenverlauf,wie er sich aus der Lösung der Ratengleichung (4.1.) ergibt (z.B. Abb.6.9),daß der Anstieg der Meßprofile zu langsam erfolgt.

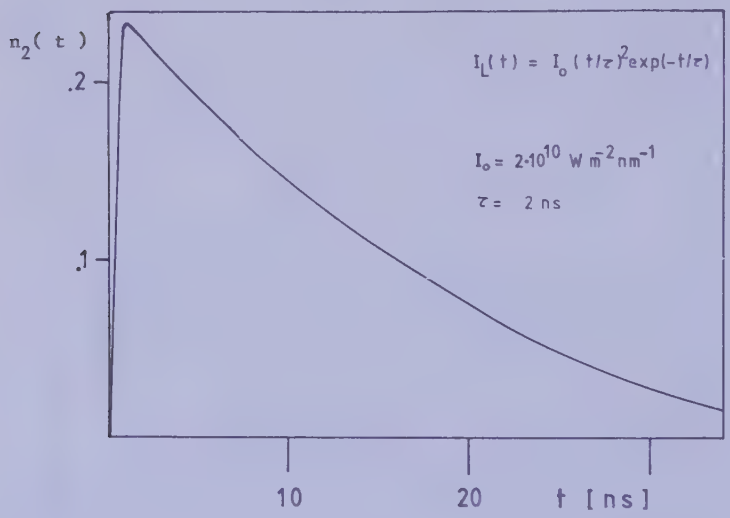


Abb.6.9 Lösung der Ratengleichung (4.1.) für das optische Pumpen des metastabilen Cu I - Zustandes $^2D_{5/2}$ (λ = 510.6 nm) ohne Elektronenstöße

Bei der in Abb.6.9 dargestellten Lösung von (4.1.) war das Verhältnis der Besetzungsdichten der Niveaus $^2D_{5/2}$ und $^2D_{3/2}$ 6/4 (Verhältnis der Besetzungsdichten entsprechend den statistischen Gewichten).Der maximal erreichbare Wert für die Dichte n_2 ist damit nach (4.7.) 0.24 ,wobei $n_1 + n_3 = 1$ gesetzt wurde.

Für den Vergleich der theoretischen Kurve (Abb.6.9) mit den experimentellen Meßpunkten der Abb.6.8 wurde nur der zeitliche Abfall der Fluoreszenz ausgewertet.In Abb.6.10 ist die gemessenen Signalhöhe sowie der berechnete Verlauf $n_2(t)$ logarithmisch aufgetragen wiedergegeben. Der mit einer Fotodiode (BPX 65) zeitaufgelöst gemessenen Verlauf der Laserintensität $I_L(t)$ ließ sich dabei durch die Funktion

$$I_L(t) = \frac{I_o}{2\tau} \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \exp\{-t/\tau\}$$

annähern (τ = 2 ns).

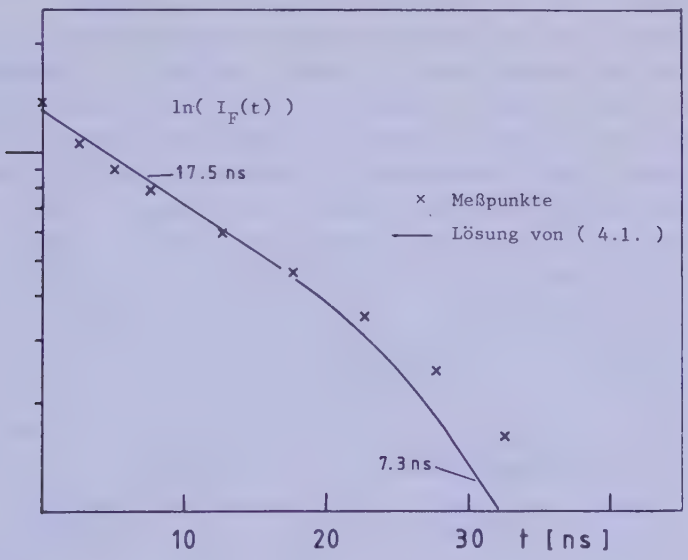


Abb.6.10 Vergleich des Abfalls der Fluoreszenzintensität (λ_L = 510.6 nm beobachtet λ = 324.8 nm) mit dem Verlauf der Lösung von (4.1.)

Bis zu einer Zeit t = 20 ns liegen die Meßpunkte auf der Geraden,deren Steigung 17.6 ns entspricht.Für ein zeitlich konstantes Strahlungsfeld und einer

sehr hohen optischen Pumprate folgt nach (4.13.) eine Abklingzeit der Fluoreszenzintensität $I_F(t)$ von τ_S = 18.2 ns.Die gute Übereinstimmung des gemessenen mit dem theoretisch maximal möglichen τ_S läßt den Schluß zu, daß das Maximum der Kurve in Abb.6.8 dem Dichtewert n_2^{max} entspricht. Bei einem Abstand z = 2mm des Beobachtungsvolumens zur Anodenoberfläche blieb die Abklingkonstante bis zu einer Nd-Yag-Laserleistung von 70 mJ nahezu konstant ($\tau_S \sim$ 18 ns).Eine weitere Erhöhung der Laserenergie bewirkt neben einer drastischen Erhöhung des Streusignals verbunden mit einem starken Eigenleuchten der Kupferwolke eine Vergrößerung der Pulsdauer sowie des Zeitabfalls der Fluoreszenzstrahlung.
Lösungen von (4.1.) zeigen,daß die starke Verbreiterung des Streupulses nicht auf elektronenstoßinduzierte Übergänge von $^2D_{3/2} \leftrightarrow {}^2D_{5/2}$ zurückzuführen ist,trotz einer hohen Stoßrate von $X_{13} = 10^{11}\ m^3 s^{-1}$,wie sie in /56/ für den Elektronentransfer zwischen dicht benachbarten Niveaus in HeI gefunden wurden.Eine Übereinstimmung der experimentellen Werte mit dem Kurvenverlauf,wie er sich aus der Lösung von (4.1.) ergibt,gelingt vielmehr erst durch Variation der spontanen Übergangsrate A_{20} (Abb.6.11.).

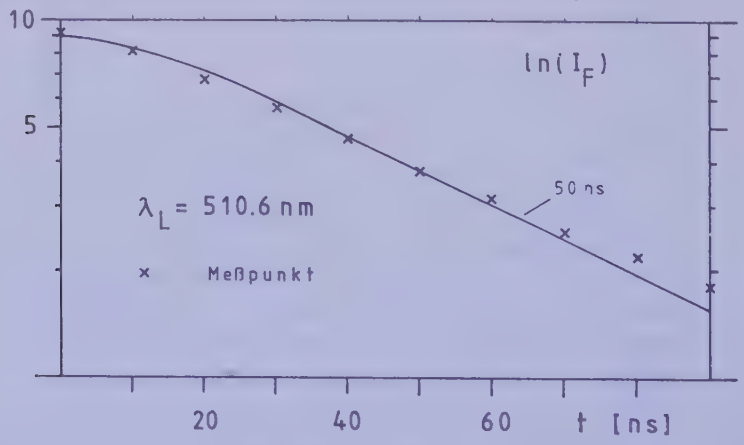


Abb.6.11. Vergleich des zeitlichen Abfalls der Fluoreszenz mit Lösungen von (4.1.),wobei A_{20} variiert wurde:von 13.7 $10^7\ s^{-1}$ auf 2 $10^7\ s^{-1}$ (Energie des Nd-Yag 100 mJ) vergleiche Abb.6.10 ($E_{Nd\text{-}Yag}$ = 70 mJ)

Der Effekt der Vergrößerung der Lebensdauer des oberen optisch gepumpten Niveaus tritt bei der Selbstabsorption des Streulichtes im Beobachtungsvolumen auf /59/ (s.Kapitel 7.2).Er ist verantwortlich für die erhöhte Lebensdauer des oberen Niveaus $^2P_{3/2}$ im Kupferdampflaser und soll nach /57/ und /58/ bei einer Dichte von 10^{18} m^{-3} merklich werden.Die optische Tiefe des Streuvolumens läßt sich nach Abb.6.6 und der Absolutdichte des Kupfers abschätzen (Kapitel 7.2).
Bei einer Nd-Yag Laserenergie von 100 mJ gelang die Anpassung der Meßpunkte an die theoretische Kurve erst durch Reduktion der Übergangswahrscheinlichkeit A_{20} von 13.7 10^7 s^{-1} auf 2 10^{-7} s^{-1}.

Laserwellenlänge λ_L (nm)	324.8	510.6
n_o (10^{25} m^{-3} Propan)	1.22	1.11
I_L^{max} (10^9 W m^{-2})	1.12	1.04
d_y^{Ray} (mm)	0.8	0.7
d_z^{Ray} (mm)	0.12	0.85 (0.42)
d_y^{Res} (mm)	0.8	0.7
	2.11	2.06
d_z^{Res} (mm)	1.31 (0.42)	1.36 (0.42)
τ_L (ns)	4.2	6.6
τ_{Res} (ns)	14.5	22
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (10^{-31} m^2)	63.88	9.64
U_{Res}/U_{Ray}	2951	7.31
n^{max} (10^{18} m^{-3})	3.2	1.35
n^{min} (10^{18} m^{-3})	1.21	4.57 10^{-1}

Tabelle 6.2 Zusammenfassung der für die Absoluteichung des Resonanzstreusignals nach (4.18.) benötigten Größen

Zur Bestimmung der Dichte $n_2(t)$ nach (4.18.) ist die Kenntnis der Volumina V_{Res} und V_{Ray} erforderlich.Eine Blende ($\emptyset$ = 2.5 10^{-2} mm),die das auf die lichtempfindliche Schicht einer Fotodiode fallende Licht räumlich begrenzt,tastet dazu im Streupunkt den Laserstrahl räumlich ab.Die Höhen und Breiten des daraus gewonnenen " Rayleighvolumens" d_y^{Ray} und d_z^{Ray} sind in Tabelle 6.2 mit den in Gleichung (4.18.) zusätzlich benötigten Größen zusammengefaßt.

Die Breite d_z^{Res} des " Resonanzvolumens " erhält man durch seitliches Verschieben des Pumplaserstrahls,so daß das Bild des Streugebietes über den Monochromatorspalt (eingestellte Breite < 0.1 mm) bewegt wird.Für die einer experimentellen Bestimmung nicht zugängliche Höhe d_y^{Res} des Streuschlauches sind in Tabelle 6.1 zwei Grenzfälle angegeben: $d_y^{Res} = d_y^{Ray}$ und $d_y^{Res} = d_y^{Ray} + d_z^{Res}$.

Der Monochromatorspalt (maximale Breite 0.42 mm) begrenzt das Bild des Fluoreszenzvolumens,wobei die Intensitätsvariation der Streustrahlung innerhalb der Spaltbreite 5 % betrug.

Aus der Unbestimmtheit der Höhe d_y^{Res} resultiert die Angabe zweier Dichten N^{max} und N^{min},die sich um einen Faktor 2.6 und 2.9 unterscheiden (untere Zeilen in Tabelle 6.1).

Während bei der Dichtebestimmung des metastabilen Niveaus die Maximalhöhen des zeitaufgelösten Fluoreszenzsignals und des Rayleighstreupulses verglichen wurden,konnte der Box Car bei der Wellenlänge λ_L = 324.8 nm die Strahlung der Rayleighstreuung nicht mehr registrieren.Ein Analog-Digital-Wandler ließ deshalb nur eine integrale Messung beider Signale zu,weshalb ihre unterschiedlichen Pulsdauern bei der Auswertung nach (4.18.) berücksichtigt werden müssen.Für die vollen Halbwertsbreiten gilt: τ_L = 4.2 ns und τ_{Res} = 14.5 ns (Abb.6.8) .

Unter Ausklammerung der Unsicherheit der Höhenbestimmung des Streuvolumens d_y^{Res} faßt die Tabelle 6.3 die Einflüsse der in (4.18.) verwendeten Grössen auf den Gesamtfehler zur Ermittlung der Dichte n_2 zusammen.

Den größten Anteil am Gesamtfehler $\Delta n_2^{max}/n_2^{max}$ bewirkt die Bestimmung der Laserleistungsdichte I_L^{max}.Sie ist definiert durch:

		λ_L = 324.8 nm	λ_L = 510.6 nm
$\Delta A/A$	(%)	13	9
$\Delta I_L^{max}/I_L^{max}$	(%)	45	30
$\Delta n_o/n_o$	(%)	< 1	< 1
$\frac{\Delta(U_{Res}/U_{Ray})}{U_{Res}/U_{Ray}}$	(%)	10	5
Summe		68	45

Tabelle 6.3 Fehlerbetrachtung bei der Dichtebestimmung nach (4.18.)

$$I_L^{max} = \frac{4E}{\pi d_y^{Ray} d_z^{Ray} \tau_L}$$

E mit einem Kalorimeter gemessenen Laserpulsenergie
Die Unsicherheit in der Bestimmung der Einzelgrößen E, d_y^{Ray}, d_z^{Ray} und τ_L setzt sich in I_L^{max} fort nach:

$$\frac{\Delta I_L^{max}}{I_L^{max}} = \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta d_y^{Ray}}{d_y^{Ray}} + \frac{\Delta d_z^{Ray}}{d_z^{Ray}} + \frac{\Delta \tau_L}{\tau_L}$$

Zur Bestimmung der Pulsenergie E konnte die lichtempfindliche Absorberfläche des Kalorimeters mit einer verschließbaren Blende ein definiertes Zeitintervall Δt der Laserstrahlung ausgesetzt werden. Die Division der innerhalb Δt gemessenenen Gesamtenergie durch die Anzahl der Laserpulse blieb bei einer Δt-Variation bis zu 10 s konstant. Die Reproduzierbarkeit der Einzelpulsenergie betrug dabei: 5 % (λ_L = 510.6 nm) und 10 % (λ_L = 324.8 nm). Nach Hersteller-

angaben sollte im Wellenlängenbereich von 0.3 µm bis 1.4 µm die spektrale Empfindlichkeit des Kalorimeters nur um ca ± 2.5 % variieren.
d_y^{Ray} und d_z^{Ray} ließen sich mit einer Genauigkeit von ca 5 % ermitteln, während die mit dem Box-Car zeitaufgelöst gemessene Laserpulsdauer durch die Anstiegszeiten t_r der Detektoren beeinflußt wurden: λ_L = 324.8 nm Messung mit Fotomultiplier 1P 28 t_r = 1ns, λ_L = 510.6 nm Messung mit Fotodiode BPX 65 t_r = 0.5 ns. Die Angaben der Anstiegszeiten t_r sind den Datenblättern der Hersteller entnommen, da eine geeignete Eichlichtquelle nicht zur Verfügung stand. Als obere Grenze für die Genauigkeit der τ_L - Bestimmung soll hier die Anstiegszeit t_r eingesetzt werden: für λ_L = 324.8 nm $\Delta\tau_L/\tau_L$ = 20 %, λ_L = 510.6 nm $\Delta\tau_L/\tau_L$ = 10 %.
Der relative Fehler in den Übergangswahrscheinlichkeiten ΔA/A ergibt sich als die Standardabweichung der in /37/ erstellten Zusammenfassung einer Reihe experimentell bestimmter A-Werte für CuI-Linien.
Der Berechnung des differentiellen Rayleigh-Streuquerschnitts lag folgende Formel zu Grunde /60/ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(2\pi)^2 (n-1)^2}{n_o^2 \lambda^4}$$

n Brechungsindex bei der Dichte n_o des Gases, an dem die Rayleigh-Streuung durchgeführt wurde. Die Werte für n stammen aus /61/.
Während der Gesamtfehler bei der Bestimmung der Dichte des metastabilen Niveaus (ca 45 %) innerhalb eines Bereiches liegt, der auch in ähnlichen Experimenten erzielt wurde /62/ und /54/, konnte die Absolutdichte der Kupferatome im Grundzustand wegen des geringen Rayleigh-Streusignals nur mit einer Genauigkeit von 70 % ermittelt werden. Der durch die Meßgenauigkeit hervorgerufene Fehler in der Dichtebestimmung (Tabelle 6.3) ist jedoch kleiner als der systematische Fehler aufgrund der Unkenntnis der exakten Höhe des Streuvolumens.
Der hohe Anteil der Atome im metastabilen Zustand (ca 40 % der Grundzustandsdichte) zeigt die Notwendigkeit ihrer Messung und ihren Einfluß auf die Gesamtanzahl der durch den Nd-Yag-Laserstrahl verdampften Kupferatome.

6.4 Einfluß des Argon-Niederdruckbogens auf die Ausbreitung des Kupferdampfes

Ergebnisse der Anwendung der in Kapitel 6.1 beschriebenen Laufzeitmethode auf die Expansion der Metalldampfwolke in das Plasma des Niederdruckbogens zeigt Abb.6.12 (Plasmadaten: I = 60 Ampère B = 0.07 T, p = 1.33 10^{-2} mbar).

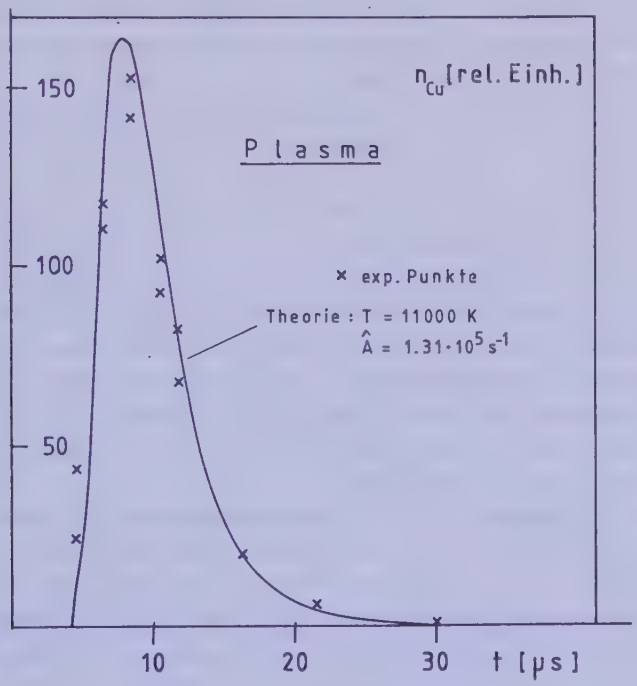


Abb.6.12 Zeitlicher Dichteverlauf der Kupferdampfwolke bei Expansion in das Argonplasma: z = 26 mm, E_{Nd-Yag} = 70 mJ

Bei gleichem Abstand zur Anode (z = 26 mm) und gleicher Energiedichte des Nd-Yag-Laserstrahls (34.1 kJ m^{-2}) werden aus einem Vergleich der Abb.6.4 und Abb.6.12 folgende Phänomene beobachtbar:

1) Die Dichte der Kupferatome im Grundzustand ist im Plasma ca dreimal größer als im Vakuum.
2) Das Verhältnis $n(t)/n(t_{max})$ fällt innerhalb des Bogens stärker ab als im Vakuum,wobei für t > 20 µs auch die Absolutdichte geringer ist.
3) Die Geschwindigkeit des Dichtemaximums der Kupferwolke ändert sich bei der Ausbreitung im Argonplasma nicht.

Bei der Anpassung des Kurvenverlaufs nach (2.12.) an die Meßwerte der Abb.6.12 ergibt sich für die Verlustrate $\hat{A}$ der Atome im Grundzustand:

$$\hat{A} = 1.31\ 10^{5}\ s^{-1},$$

wobei T = 11 000 K aus Abb.6.4 entnommen wurde.Um die Abnahme der Teilchendichte im Plasma gegenüber dem Vakuumfall einer Messung zugänglich zu machen,mußte der Abstand z größer als 20 mm gewählt werden.Für diese Entfernung von der Anodenoberfläche konnte bei der Streuung an den Kupferatomen im metastabilen Niveau im Vakuum kein Signal nachgewiesen werden, so daß kein Vergleich des im Plasma gemessenen Dichteverlaufs mit der entsprechenden Vakuumform möglich war.

Um auszuschließen,daß die im Plasma erhöhte Temperatur der Anodenoberfläche einen Einfluß auf die durch den Nd-Yag-Laserstrahl verdampfte Kupfermenge hat, sollte die Vakuummessung der Abb.6.4 für einen heißen Kupferzylinder wiederholt werden.Dazu wurde ein mit einem Keramikmantel umfaßter Kupferstab an die Stelle der Anode gebracht und im Vakuum mit einer stromdurchflossenen Wolframwendel bis auf eine Temperatur von ca 900 K aufgeheizt (schwach rotglühend).Die Messung des Streusignals (zur Zeit $t = t_{max}$) während der gesamten Aufheizphase ließ innerhalb der Meßgenauigkeit von ca 15 % keine Abhängigkeit der gemessenen Maximaldichte von der mit einem Thermoelement überwachten Oberflächentemperatur erkennen. Dieses Ergebnis deckt sich mit Arbeiten (/22/ und /63/),die zeigen,daß der Absorptionskoeffizient für Photonen mit einer Energie von ca 2.4 eV

(λ = 532 nm) unterhalb des Schmelzpunktes nahezu temperaturunabhängig ist. Während das Magnetfeld und das nicht ionisierte Argongas auf die Höhe des Streusignals am Kupfer keinen Einfluß zeigten, änderte sich die zeitliche Dauer des Laufzeitpulses nach Ausschalten des Plasmas auf Grund der erhöhten Argon-Neutralteilchendichte (p = 1.33 10^{-2} mbar) beträchtlich (Abb.6.13.)

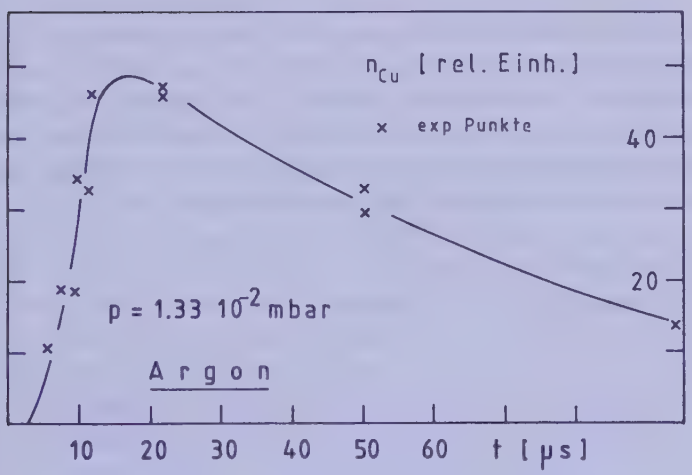


Abb.6.13 Expansion der Kupferwolke in ein Gas (Argon p = 1.33 10^{-2} mbar, z = 26 mm, E_{Nd-Yag} = 70 mJ)

Zwei Theorien könnten die gegenüber der Expansion ins Vakuum erhöhte Kupferdichte im Argonplasma einem Verständnis näherbringen:1) Dissoziation der im Kupferdampfplasma vorhandenen Cu - Cluster (Kapitel 3.3) und 2) Veränderung der Brennbedingungen für Unipolarbögen,die sich zwischen Anode und lasererzeugtem Oberflächenplasma bilden könnten /16/.
Die Existenz von Molekülen bestehend aus bis zu 13 Atomen ist im Nd-Yag-Laserstrahl (λ = 532 nm) erzeugten Kupferdampf massenspektroskopisch nachgewiesen worden /64/,wobei Cu_2 neben Cu als stärkste Komponente vorhanden ist.Eine Dissoziation von Cu_2 (Dissoziationsenergie 1.9 eV) wäre ein Produktionsprozess für neutrales Kupfer:

$$Cu_2 + e \text{ ---- } 2\,Cu + e$$

Bei der Trennung des H_2-Moleküls durch Elektronenstoß besitzen die Dissoziationsprodukte eine kinetische Energie von je ca 3 eV (gemittelt über beide Atome),mit der sie sich voneinander entfernen /65/.Ein auf die Spaltung von Cu_2 durch Plasmaelektronen übertragenes Verhalten macht es erforderlich,in Kapitel 2 neben der Oberflächenquelle auch eine zeitlich und örtlich sich ändernde Produktionsrate für die Kupferatome zu berücksichtigen.Die Lösung der Boltzmanngleichung in der Form (2.9.) kann dann nicht mehr verwendet werden.
Die elektronenmikroskopisch beobachteten Kraterstrukturen der mit einem Nd-Yag-Laserstrahl (λ = 1.06 µm,Pulsdauer 25 ns) beleuchteten Oberfläche verschiedener Metalle werden in /16/ als Spuren von Unipolarbögen kurzer Lebensdauer (ca 10 ns) gedeutet,deren Erzeugung schon bei einer Laserleistungsdichte von $5\ 10^{10}$ W m^{-2} eintreten soll.Ein tiefer Kathodenfleck ($\emptyset$ = 0.5 - 1 µm,Tiefe 3 - 6 µm)umgeben von einer flachen Mulde ($\emptyset$ = 5-50 µm) mit einem Rand aus erstarrtem Metall soll als Ansatzpunkt des Bogens dienen,dessen Zündung nach der Theorie von /66/ folgendermaßen beschrieben werden kann:Einige der im Kupferdampf (nach /16/ auch in Adsorbaten) auf der Oberfläche vorhandenen Elektronen können auf Grund ihrer gegenüber den Ionen höheren thermischen Geschwindigkeit die schwach ionisierte Metallwolke verlassen,die sich dadurch positiv auflädt.Das sich

ausbildende elektrische Schichtpotential V_f verhindert ein weiteres Ausströmen der Elektronen,die jedoch durch die Absorption von Laserstrahlung nach (3.29.) weiter aufgeheizt werden.Ein Teil der aufgeheizten Elektronen kann die Potentialschwelle V_f überwinden,die sich dadurch so lange erhöhen kann,bis ein Unipolarbogen gezündet wird,der in seinem Ansatzpunkt auf der Oberfläche (tiefer Krater) Metall verdampft und ionisiert.Der Stromfluß wird durch Elektronen geschlossen,die das auf den Kathodenfall V_c reduzierte Potential V_f überwinden können.

Ob ein von außen angelegtes elektrisches Feld (Anode auf positivem Potential) oder die Plasmateilchen des Argon-Niederdruckbogens den Stromfluß aus dem Metalldampf zur Anode beeinflussen,ist zur Zeit noch nicht experimentell untersucht worden.

Die Expansion des im Argonplasma zusätzlich produzierten Kupfers kann weiterhin nach Gleichung (2.9.) beschrieben werden,falls die Dampftemperatur keine weitere Erhöhung erfährt.

Ob die auch auf der Anode beobachteten,sich durch den dauernden Beschuß der Oberfläche überlappenden,sehr flachen Krater auf Unipolarbögen zurückzuführen sind oder durch verstärkte Absorption an Oberflächenrauhigkeiten entstehen /67/ muß mit Hilfe weiterführender Untersuchungen geklärt werden:z.B. optisches Pumpen der Cu_2-Cluster /68/,Untersuchung der Expansion des Kupferdampfes im Vakuum,wobei zwischen Anode und Kathode ein elektrisches Feld angelegt wird.

7. Anhang

7.1 Zur Anregung der Ar II -Linie λ = 488 nm im Argon-Niederdruckbogen

In der Literatur finden sich zahlreiche Stoß-Strahlungsmodelle zur Beschreibung der Besetzung des oberen Niveaus innerhalb des Argon-Ionenlaserübergangs (λ = 488 nm) z.B. /46/ und /69/.
Während die Dichte der Elektronen im Niederdruckbogen um etwa eine Zehnerpotenz geringer ist als im Plasma des Argon-Ionenlasers,sind ihre Temperaturen von der gleichen Größenordnung.Deshalb lassen sich auf beide Plasmen die gleichen Modellrechnungen anwenden.
Abb.7.1 zeigt einen Ausschnitt des Argon II - Termschemas,wobei der Laserübergang besonders hervorgehoben ist.

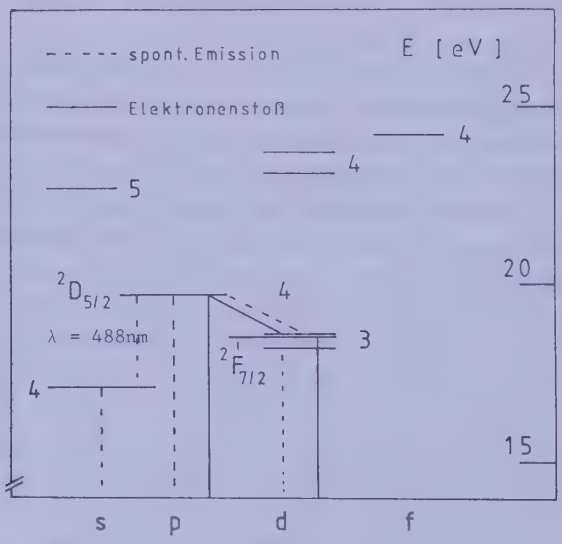


Abb.7.1 Ausschnitt des Ar II - Termschemas

Nach /69/ erfolgt die Besetzung des oberen Laserniveaus 4p $^2D_{5/2}$ in dem auch im Argon-Niederdruckbogen vorliegenden N_e - und T_e - Bereich im wesentlichen über einen Dreistufenprozeß: Grundzustand 3p --- metastabiles Niveau 3d $^2F_{7/2}$ --- 4p $^2D_{5/2}$. Die über eine Maxwellverteilung gemittelten Stoßraten lassen sich mit den Ausdrücken aus /70/ berechnen:

$$(7.1.) \qquad < v\sigma_{ij} > = 10^{-8} \left\{ \frac{Ry\ E_j}{\Delta E\ E_i} \right\}^{3/2} A \frac{F(\beta)}{\beta + \chi} e^{-\beta}$$

E_i Ionisatiosenergie des Niveaus i, A,χ Konstanten für den betrachteten Übergang, $\beta = \Delta E/kT_e$ mit $\Delta E = E_i - E_j$, $F(\beta) = \beta^{3/2}$ für den Übergang 3p --- 3d $^2F_{7/2}$ und $F(\beta) = (\beta+1)\sqrt{\beta}$ sonst, Ry = 13.6 eV.
In Abb.7.2 sind die mit (7.1.) ermittelten Raten für den T_e - Bereich des Niederdruckplasmas dargestellt, wobei die Konstanten A und χ aus /69/ entnommen sind.

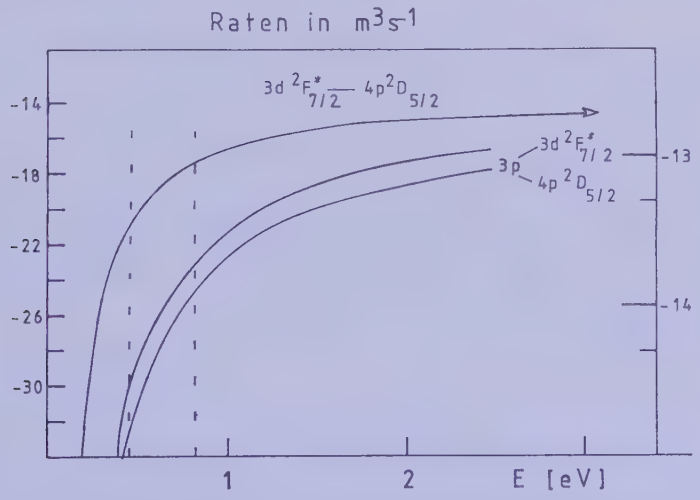


Abb.7.2 Elektronenstoßraten für die Anregung des metastabilen Niveaus 3d $^2F_{7/2}$ sowie des oberen Laserniveaus 4p $^2D_{5/2}$ im Argon-Ionenlaserübergang (λ = 488 nm)

Die gestrichelt eingezeichneten vertikalen Linien geben den T_e- Bereich an, wie er im Anodenbereich des Argonbogens vorherrscht (Abb.5.6).Man erkennt, daß die Elektronenstoßraten für Übergänge aus dem Grundzustand in das metastabile Niveau 3d $^2F_{7/2}$ und nach 4p $^2D_{5/2}$ sehr empfindlich von T_e abhängen (für das betrachtete T_e - Intervall eine Variation um sechs Zehnerpotenzen). Für den Übergang 3d $^2F_{7/2}$ --- 4p $^2D_{5/2}$ hingegen ändert sich die Rate nur um einen Faktor 3.

Der Einfluß des 4s-Niveaus auf die Besetzungsdichte des oberen Laserzustands ist vernachlässigbar,da die spontane Übergangsrate von4s in den Grundzustand 3p sehr hoch ist ($A = 53.6\ 10^8\ s^{-1}$ /46/).

Die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus läßt sich nach /47/ mit einem vereinfachten Stoß-Strahlungsmodell berechnen.Der Betrachtung lag dabei ein Dreiniveausystem zugrunde bestehend aus:Grundzustand (1),metastabilem Niveau (2) und dem 4p $^2D_{5/2}$ - Niveau (3).Das Ergebnis der Rechnung lautet:

(7.2.) $$N_3 \sim \tau_3 (S_{13} + S_{12}) N_1 N_e \propto N_e^2$$

τ_3^{-1} spontane Emissionsrate für alle erlaubten Übergänge, S_{1m} (m = 2,3) Elektronenstoßrate aus dem Grundniveau 1 nach m.Ein Vergleich der nach (7.2.) berechneten Dichte mit numerischen Ergebnissen eines detaillierteren Modells /69/,bei dem auch höher angeregte Ar II - Zustände berücksichtigt wurden,zeigt für beide Fälle einen gleichen T_e-Verlauf,während die Werte nach (7.2.) um einen Faktor 2 größer sind.

7.2. Absorptionsprofil der CuI-Linien λ = 324.6 nm und λ = 510.6 nm

Um aus der Höhe des Resonanzstreusignals Aussagen über die Dichte des optisch angeregten Niveaus machen zu können, muß die spektrale Breite des Pumplichtes größer sein als die Breite des Absorptionsprofils. Während bei der Wellenlänge λ_L = 510.6 nm und λ_L = 649.6 nm die volle spektrale Halbwertsbreite der Laserstrahlung ca. $3\ 10^{-2}$ nm betrug, war dieser Wert nach dem Verdopplungsprozeß geringer. Unter der Annahme eines gaußförmigen Verlaufs des Spektrums der Laserstrahlung ($I_L(\lambda_L) = I_o \exp\{-(\lambda_L-\lambda_o)^2/\Delta\lambda_L^2\}$, I_L, λ_L, $\Delta\lambda_L$ Intensität, Wellenlänge und spektrale Breite der Laserstrahlung) erhält man nach der Frequenzverdopplung eine Breite von $\Delta\lambda_L/\sqrt{2}$ (Profile der verdoppelten Strahlung $I_{2\omega}(\lambda_L) = \{I_L(\lambda_L)\}^2$).
Im folgenden soll der Einfluß verschiedener Verbreiterungsmechanismen auf das Absorptionsprofil der CuI-Linien λ = 324.8 nm und λ = 510.6 nm untersucht werden, und zwar:

1) Natürliche Linienbreite
2) Starkverbreiterung
3) Dopplerbreite
4) Hyperfeinstruktur und Isotopenverschiebung

Zusätzlich zu den Verbreiterungsprozessen 1) - 4) wird die Selbstabsorption der CuI-Resonanzlinie λ = 324.8 nm erörtert.

1) Natürliche Linienbreite

Unter Vernachlässigung aller übrigen Störeinflüsse auf ein Atom geht ein optisch angeregtes Niveau nach einer endlichen Lebensdauer in den Ausgangszustand zurück. Der dabei ausgesendete Wellenzug hat eine Dauer von ca $\tau = A^{-1}$ (A = spontane Übergangswahrscheinlichkeit). Das spektrale Profil des abgestrahlten Lichtes ist durch (7.3.) gegeben /72/.

(7.3) $$P(\Delta\omega) = \pi^{-1} \frac{1/2\gamma}{\Delta\omega^2 + (\gamma/2)^2}$$

mit $\gamma = \sum_m A_{nm}$ (A_{nm} : spontane Übergangswahrscheinlichkeit vom gepumpten Zustand n in alle Niveaus m, die mit n durch spontane Emission verbunden sind). Aus Tabelle 4.1 erhält man $\gamma = 13.895\ 10^7 s^{-1}$; dies entspricht:

$$\Delta\lambda_N = 4.89\ 10^{-5} \text{ nm bei } \lambda = 324.8 \text{ nm}$$
$$\Delta\lambda_N = 1.21\ 10^{-4} \text{ nm bei } \lambda = 510.6 \text{ nm}$$

Dieser Verbreiterungsmechanismus ist wegen der Kleinheit von $\Delta\lambda_N$ von untergeordneter Bedeutung.

2) Starkverbreiterung

Die Verbreiterung von Spektrallinien durch elektrische Felder, wie sie durch stoßende Elektronen hervorgerufen werden, spielen im Plasma eine Rolle /73/ (dynamischer Starkeffekt). Für den im Argon-Niederdruckbogen vorliegenden Elektronenbereich gilt nach /70/:

(7.4.)
$$\gamma_4 = 11.4\ C_4^{2/3} < v_e^{1/3} > N_e$$
$$\Delta_4 = \gamma_4 \sqrt{3} / 2$$

γ_4, Δ_4, C_4 Starkbreite, -verschiebung und Starkkonstante, v_e Elektronengeschwindigkeit.
Für das Kupferniveau $4p\ ^2P_{3/2}$ wurde durch Messung der Linienbreite in einem Bogenplasma bei der Wellenlänge $\lambda = 510.6$ nm C_4 bestimmt /74/:

$$|C_4| = 2\ 10^{-22} m^4 s^{-1}$$

Hieraus ergibt sich für die Starkbreite γ_4 sowie die Starkverschiebung Δ_4 (Lorentzprofil) ($v_e = 5.8\ 10^5 ms^{-1}$, $N_e = 7\ 10^{18} m^{-3}$)

$$\gamma_4 = 2.28\ 10^7 s^{-1}$$
$$\Delta_4 = 1.97\ 10^7 s^{-1}$$

Diese Werte liegen unter denjenigen der natürlichen Linienbreite.

3) Dopplerbreite

Die durch die thermische Bewegung der Atome verursachte Linienverbreitegung ist nach /75/ gegeben durch:

(7.5.) $$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = 7.13\ 10^{-7}\ (T/\mu)^{1/2}$$

T, μ: Temperatur, Atomgewicht; Die spektrale Breite $\Delta\lambda_D$ ist dabei die volle Halbwertsbreite des Dopplerprofils (Gaußprofil). Für die Kupferlinien λ = 510.6 nm und λ = 324.8 nm ergibt sich (T = 11000 K, μ= 63.55):

$\Delta\lambda_D = 3.05\ 10^{-3}$ nm $\lambda = 324.8$ nm
$\Delta\lambda_D = 4.79\ 10^{-3}$ nm $\lambda = 510.6$ nm

Die Dopplerbreite ist also wesentlich größer als die natürliche- und die Starkbreite.

4) Hyperfeinstruktur und Isotopenverschiebung

Die Kupferisotope ^{63}Cu und ^{65}Cu besitzen beide ein magnetisches Kernmoment von I = 3/2, das mit der Drehimpulsquantenzahl J zu einem Gesamtmoment $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ koppelt. Die daraus resultierenden Hyperfeinniveaus besitzen eine Energieverschiebung ΔE_{HFS} gegenüber dem Zustand J, die durch (7.6.) beschrieben wird /76/:

(7.6.) $$E_{HFS} = \frac{a}{2}\{ F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \}$$

$$a = g_I\ \mu_K B_J / \sqrt{J(J+1)}$$

Die Hyperfeinkonstante a setzt sich dabei zusammen aus:
g_I, μ_K: Landé-Faktor, Kernmagneton, B_J Magnetfeld am Kernort, das durch das Bahnelektron mit dem Drehimpuls J erzeugt wird. Für die Kupferniveaus, an denen die Resonanzstreuung erfolgte (Kapitel 6) ergibt sich nach (7.6.) die Termaufspaltung der Abb. 7.3

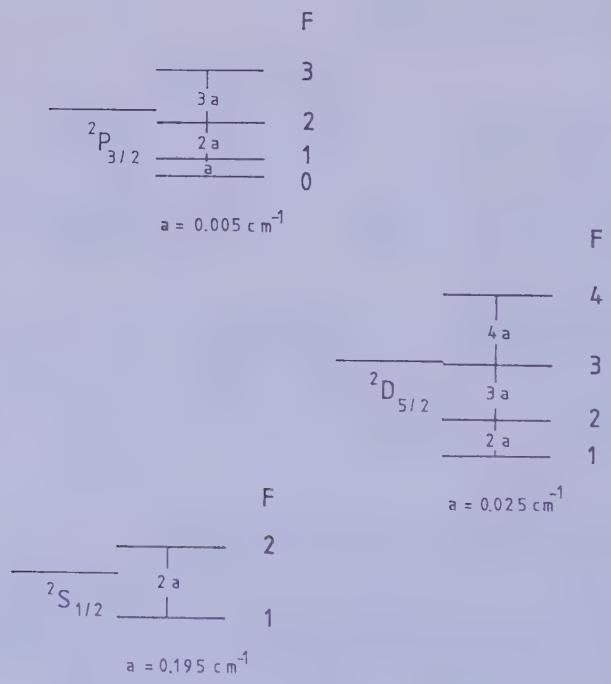


Abb.7.3 Hyperfeinstrukturaufspaltung der CuI Zustände 4s $^2S_{1/2}$ (Grundzustand), $4s^2$ $^2D_{5/2}$ (metastabiles Niveau) und 4p $^2P_{3/2}$ (oberes optisch gepumtes Niveau)

Die experimentell bestimmten Hyperfeinkonstanten a sind dabei /77/ und /78/ entnommen.

In Abb.7.4 ist die spektrale Struktur der CuI-Linien λ = 510.6 nm und λ = 324.8 nm unter der Berücksichtigung der Hyperfeinaufspaltung der Niveaus nach Abb.7.3 wiedergegeben.Oberhalb und unterhalb der Ordinate sind dabei jeweils die relativen Intensitäten der Hyperfeinkomponenten des ^{63}Cu und ^{65}Cu aufgetragen (natürlich vorkommendes Kupfer liegt als Isotopengemisch vor: 69 % ^{63}Cu und 31 % ^{65}Cu)

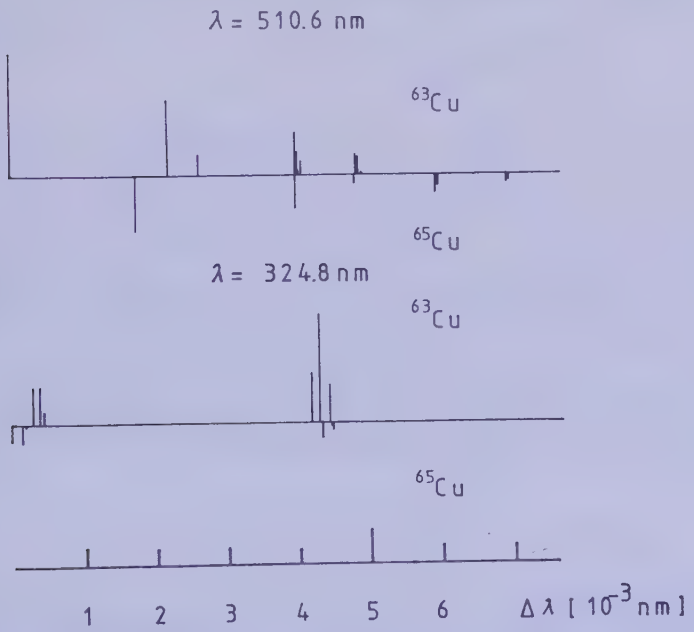


Abb. 7.4 Spektrale Struktur der CuI-Linien λ = 510.6 nm und λ = 324.8 nm unter Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur und der Isotopenverschiebung

In einem von außen angelegten Magnetfeld B_o spalten die Hyperfeinterme F in 2F+1 Zeemanniveaus auf. Für ein schwaches Magnetfeld, das die Kopplung zwischen $\vec{I}$ und $\vec{J}$ zu $\vec{F}$ nicht aufheben kann, gilt für die Zeemanaufspaltungsenergie nach /76/:

(7.7.) $$\Delta E_{HFZ} = g_F \mu_B B_o m_F \qquad \text{mit } m_F = F, F-1, \ldots, -F$$

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$$

Der Landé-Faktor g_J läßt sich dabei durch den Ausdruck

$$g_J = \frac{J(J+1)-L(L+1)+S(S+1)}{2J(J+1)} + 1$$

berechnen, wie ein Vergleich mit den experimentellen Werten aus /80/ zeigt. Bei größer werdendem Magnetfeld wird die Kopplung zwischen $\vec{I}$ und $\vec{J}$ aufgehoben (Paschen-Back-Effekt der Hyperfeinstruktur), wobei jedoch zunächst die L S-Kopplung aufrecht erhalten bleibt ($\vec{L}$ und $\vec{S}$ entkoppeln erst bei Magnetfeldern, die weit über den in diesem Experiment verwendeten $7{\cdot}4\ 10^{-2}$T liegen). Die Zeemanenergieaufspaltung ist dann die Summe zweier Beiträge: $g_J \mu_B B_o m_J$ (Beitrag des Hüllenmoments) und $a\, m_I\, m_J$. J spaltet in 2J+1 Zeemanniveaus m_J auf, von denen jedes wiederum in 2I+1 Hyperfeinterme m_I aufspaltet (m_I = I, I-1, ..., -I). Für die Aufspaltungsenergie der Hyperfeinniveaus im starken B-Feld gilt somit:

(7.8.) $$E_{HFZ} = g_J \mu_B m_J B_o + a m_I m_J$$

μ_B: Bohrsches Magneton.
Der Vergleich der Energie $\Delta E = g_J\, \mu_B\, B_0$ mit der Hyperfeinkonstanten a ist ein Maß für den Kopplungsgrad (Tabelle7.1).

	a (cm^{-1})	$\Delta E = g_J \mu_B B_o$ (cm^{-1})
$^2S_{1/2}$	0.195	0.069
$^2P_{3/2}$	0.005	0.046
$^2D_{5/2}$	0.025	0.041

Tabelle 7.1 Vergleich der Hyperfeinkonstanten a mit der Zeemanenergieaufspaltung bei einem Magnetfeld B = $7{,}4\ 10^{-2}$ T

Während für den Grundzustand $^2S_{1/2}$ die Kopplungsenergie a größer als die Energieverschiebung durch das B-Feld ist, überdeckt die Zeemanaufspaltung der Zustände $^2P_{3/2}$ und $^2D_{5/2}$ die Hyperfeinstruktur. Für die Abschätzung der maximalen Energiebreite der Niveaus $^2S_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ und $^2D_{5/2}$ aufgrund der Hyperfeinstruktur im Magnetfeld (B = 7·4 10^{-2} T) soll deshalb für den Grundzustand (7.7.) und für die übrigen Niveaus (7.8.) verwendet werden. Tabelle 7.2 faßt die Ergebnisse zusammen:

	B = 0	B = 7.4 10^{-2} T
$^2S_{1/2}$	0.390	0.442
$^2P_{3/2}$	0.030	0.160
$^2D_{5/2}$	0.225	0.394

Tabelle 7.2 Energiebreite (in cm^{-1}) der CuI-Niveaus durch den Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur

Die nach Tabelle 7.2 gegebene Energiebreite der CuI-Niveaus bewirkt folgende maximale Verschiebung der Spektrallinien

$$\Delta\lambda_Z = 6.40\ 10^{-3} \text{ nm für } \lambda = 324.8 \text{ nm}$$
$$\Delta\lambda_Z = 1.44\ 10^{-2} \text{ nm für } \lambda = 510.6 \text{ nm}$$

Die Hyperfeinstruktur im Magnetfeld (B = 7.4 10^{-2} T) bewirkt eine Linienverschiebung, die etwa 2 (λ = 324.8 nm) bis 3 (λ = 510.6 nm) mal größer ist als die entsprechende Dopplerbreite.

5) Selbstabsorption der CuI-Resonanzlinie λ = 324.8 nm

Die Proportionalität zwischen dem zu messenden Streusignal und der zu bestimmenden Dichte der Teilchen im unteren optisch gepumpten Niveau n_1 (4.7.) besteht nur,solange die Absorption der Streuphotonen im Metalldampf vernachlässigt werden kann.Bei zunehmender Dichte n_1 muß die Transmission der Gasschicht T(L) (L=Länge der Gasschicht) berücksichtigt werden.Nach /59/ und /81/ gilt für T(L):

(7.9.) $$T(L) = \int P(\nu) \exp\{-k(\nu)\, L\}\, d\nu$$

Dabei sind: $P(\nu)$,$k(\nu)$ Emissions und Absorptionsprofil in Abhängigkeit von der Lichtfrequenz ν($P(\nu) \propto k(\nu)$ wird in /59/ und /81/ vorausgesetzt). Entspricht der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten $k(\nu)$ einem Dopplerprofil,so erhält man aus (7.9.):

(7.10.) $$T(L) = \pi^{-1/2} \int e^{-x^2} \exp\{-k_o L\, e^{-x^2}\}\, dx$$

mit: $x^2 = \{ \frac{\nu - \nu_o}{\nu_o} \}^2 \{\frac{c}{v_o}\}^2$,v_o^2 = 2kT/m.Nach /86/ ergibt sich für $k(\nu)$:

(7.11.) $$k(\nu) = k_o \exp -x^2$$

(7.12.) $$k_o = (\lambda_o^3 N g_2 A) / (8 \pi g_1 \pi^{1/2} v_o)$$

Die Wahrscheinlichkeit,daß ein am Ort $\vec{r}$ im Dampfvolumen emittiertes Photon dieses an der Stelle $\vec{s}$ verlassen kann,ohne absorbiert zu werden,ist gegeben durch: $T(\tau_o) = T(k_o|\vec{r}-\vec{s}|)$.Die Mittelung über die gesamte Oberfläche der Gaswolke führt auf den "Escape"-Faktor /82/:

(7.13.) $$\Theta(\vec{r}) = (4\pi)^{-1} \int_S T(k_o|\vec{r}-\vec{s}|)\, \frac{|\vec{r}-\vec{s}|}{|\vec{r}-\vec{s}|^3}\, d\vec{s}$$

Θ hängt neben dem Absorptions-und Emissionsprofil von der geometrischen Ausdehnung des Dampfvolumens sowie von der Dichteverteilung der absorbierenden Teilchen ab.Für einen Zylinder (Radius R) und eine Scheibe (Dicke D) unendlicher Ausdehnung läßt sich Θ für große optische Schichtdicken τ_o bestimmen:/59/ und /81/.Bei reiner Dopplerverbreiterung der Spektrallinien gilt für die Achswerte:

(7.14.)
$$\Theta^{as} \sim T^{as}(k_o D) \qquad (\text{ für die Scheibe })$$
$$\Theta^{as} \sim (\pi/4)\, T^{as}(k_o R) \quad (\text{ für den Zylinder })$$

T^{as} ergibt sich aus (7.10.) für große $\tau_o = k_o L$ zu /59/:

(7.15.)
$$T^{as}(\tau_o) = (\tau_o \sqrt{\pi \ln(\tau_o)}\,)^{-1}$$

Eine alternative Definition von $\Theta(\vec{r})$ ist gegeben durch die über das Dampfvolumen V gemittelte Wahrscheinlichkeit $G(\vec{r}',\vec{r})$,daß das an der Stelle $\vec{r}$ emittierte Photon am Ort $\vec{r}'$ im Gasvolumen absorbiert wird /82/:

(7.16.)
$$\Theta(\vec{r}) = 1 - \int_V G(\vec{r}',\vec{r})\, dV'$$

Der Einfluß des "Escape"-Faktors auf den Strahlungsabfall eines Gases bestehend aus Zwei-Niveau-Atomen ist in /83/ aufgezeigt.Dabei wird angenommen,daß die angeregten Niveaus nach dem plötzlichen Abschalten der Anregungsquelle durch spontane Emission entvölkert und durch Absorption von gestreuten Photonen besetzt werden.Die zeitliche Entwicklung der angeregten Zustände gehorcht der Gleichung (7.17.) (/83/)

(7.17.)
$$n(\vec{r},t) = -n(\vec{r},t)\, \Lambda(\vec{r},t)\, A$$

$$\Lambda(\vec{r},t) = 1 - \frac{1}{p(\vec{r},t)} \int p(\vec{r}',t)\, G(\vec{r}',\vec{r})\, d\vec{r}'$$

$p(\vec{r},t)$ beschreibt das räumliche,normierte Dichteprofil $n(\vec{r},t)$,wobei:
$V^{-1}\int p(\vec{r},t)dv = 1$
Die allgemeine Lösung von (7.17.) läßt sich darstellen durch:

(7.18.) $$n(\vec{r},t) = \sum_n c_n p_n(\vec{r}) \exp\{-\beta_n t\}$$

c_n:Konstanten,die die Anfangswerte berücksichtigt,p_n,β_n:Eigenfunktionen und -werte von $n(\vec{r},t)$.
Unter Vernachlässigung höherer Moden in (7.18.) definiert Holstein /59/ den "Escape"-Faktor g durch:

(7.19.) $$g = \beta_1/A$$

g berücksichtigt die Abnahme der spontanen Übergangswahrscheinlichkeit aufgrund der Selbstabsorption,wodurch die Dichte der angeregten Zustände mit der Zeitkonstanten $\beta_1^{-1} = (gA)^{-1}$ abfällt.
Entspricht das Gasvolumen einem Zylinder oder einer Scheibe unendlicher Länge,so folgt aus /59/ mit den asymptotischen Werten (7.14.)

$$g^{as} = 1.875\, T^{as}(k_o D) \qquad \text{(Scheibe)}$$
$$g^{as} = 1.6\, T^{as}(k_o R) \qquad \text{(Zylinder)}$$

Eine Zusammenfassung semiempirischer Ausdrücke für g bei kleinem τ_o finden sich in /83/ und /85/.Empfohlen wird folgende Darstellung:

(7.20.) $$g = \begin{cases} \exp\{-0.675\tau_o(L)\} & \text{für } 0 < \tau_o(L) < 1 \\ \exp\{-(\pi/6)^{1/2}\tau_o(L)\} & 1 < \tau_o(L) < 2 \\ \dfrac{1}{\tau_o(L)\sqrt{\pi \ln(\tau_o(L))}} & \tau_o > 3 \end{cases}$$

Der "Escape"-Faktor nach (7.20.) ist in Abb.7.5 wiedergegeben:

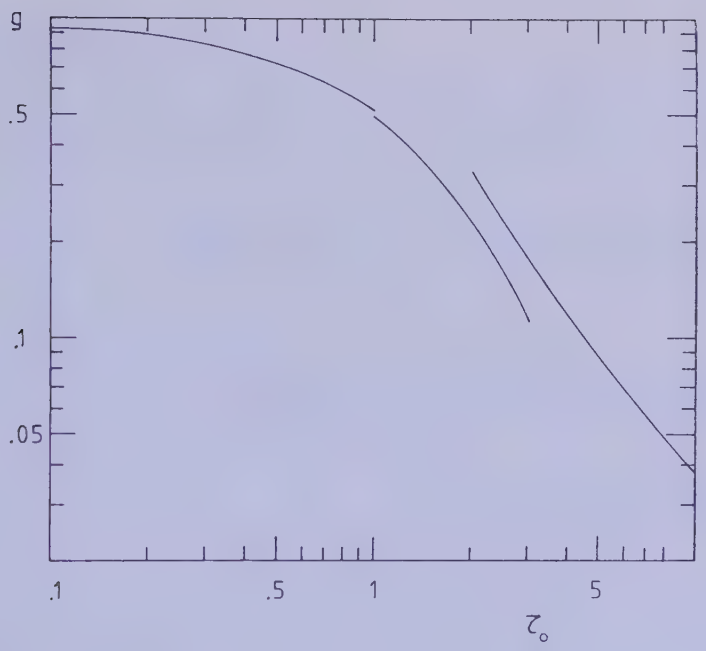


Abb.7.5 "Escape"-Faktor nach /83/ und /85/ in Abhängigkeit von der optischen Schichttiefe τ_o

Bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten $k(\nu)$ für die Resonanzlinie λ = 324.8 nm müßte jede dopplerverbreiterte Komponente der Hyperfeinaufspaltung (Abb.7.4) berücksichtigt werden. Dabei muß die Übergangswahrscheinlichkeit entsprechend den statistischen Gewichten sowie der relativen Linienintensitäten auf die Einzelkomponenten aufgeteilt werden. Ohne Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur erhält man aus (7.12.) einen oberen Grenzwert für k_o von:

$$k_o = 125\ m^{-1}$$

Dabei ist: T = 11 000 K, N = $10^{18}\ m^{-3}$.

Das radial vermessene Dichteprofil ($z = 2$ mm, $t = t_{max}$) hatte eine Breite von $2r = 5$ mm (Energie des Nd-Yag-Laserstrahls 70 mJ). Für τ_o ergibt sich somit:

$$\tau_o = k_o r = 0.31$$

$\tau_o = 0.31$ entspricht nach Abb.7.5 ein "Escape"-Faktor:

$$g = 0.85$$

Das um einen Faktor 4 erhöhte Resonanzstreusignal bei $E_{Nd\text{-}Yag} = 100$ mJ bewirkt eine Zunahme der optischen Schichtdicke von:

$$\tau_o > 1.24$$

daraus ergibt sich mit Abb.7.5:

$$g \sim 0.3$$

Der in Abb.6.11 eingesetzte g-Wert von $g \sim 0.15$ ($A = 2\ 10^7\ s^{-1}$) ist ca zweimal kleiner als der aus Abb.7.5 gewonnene. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, daß bei einer Nd-Yag-Laserenergie von 100 mJ der Radius der Fläche, von der die Verdampfung erfolgt, größer wird, und sich somit das Dichteprofil im Streuvolumen verbreitert.

8. Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist es ,das Ausbreitungsverhalten einer Wolke von Kupferatomen,die von einer Anodenoberfläche mit Hilfe eines frequenzverdoppelten Nd-Yag-Laserstrahls (λ = 530 nm, τ = 16 ns, E = 300 mJ) abgedampft wird,zu studieren.Dabei werden drei unterschiedliche Situationen betrachtet:die Kupferatome fliegen in ein Vakuum,in das Kaltgas des Entladungsgefäßes eines Argon-Niederdruckbogens sowie in das Plasma der gezündeten Entladung.
Die Resonanzstreuung mit einem gepulsten Farbstofflasersystem (τ = 5 ns) an den CuI-Zuständen $4s\ ^2S_{1/2}$ (Grundzustand, λ = 324.8 nm) und $4s^2\ ^2D_{5/2}$ (metastabiles Niveau, λ = 510.6 nm) erlaubte dabei die orts- und zeitaufgelöste Dichtebestimmung der sich im Anodenraum ausbreitenden Kupferwolke.Bei einem Abstand z = 2 mm zur Anodenoberfläche ergibt die Absoluteichung der Fluoreszenzstrahlung mit einem Rayleigh-Streuexperiment an Propan-Dichten von (1.2-3.2) $10^{18}\ m^{-3}$ für den Grundzustand und (0.46 - 1.35) $10^{18}\ m^{-3}$ für das metastabile Niveau.Die Unsicherheit in der Angabe der Einzelwerte ist auf die Unkenntnis der genauen geometrischen Ausdehnung des Resonanzstreuvolumens zurückzuführen.
Ein Vergleich zwischen zeitaufgelöst gemessenen Dichteprofilen bei der Expansion des laserablatierten Metalldampfes in das Vakuum und in das Plasma (Expansionsgeschwindigkeit 3 km s^{-1}) mit Dichteprofilen,wie sie sich aus der Lösung der Boltzmanngleichung für das vorliegende Transportproblem ergeben (Kapitel 2)liefert Informationen über folgende Meßgrößen:

1) Die kinetische Temperatur der Kupferwolke nachdem diese die Knudsen-Schicht verlassen hat.Sie ergibt sich zu T_K = 11 000 K.Daß dieser Wert fast zweimal größer ist als derjenige,der aus der Lösung der Wärmeleitungsgleichung für die gepulste Aufheizung der Oberfläche unter Berücksichtigung der Verdampfung (Kapitel 3.2) ermittelt wurde,weist auf die teilweise Absorption der Laserstrahlung im Metalldampf auf der Oberfläche hin (Kapitel 3,3).Eine spektroskopische Untersuchung des Kupferdampfes auf der Oberfläche ergab ebenfalls eine Anregungstemperatur von 11 000 K.

2) Die Summe der Verlustraten von Kupferatomen durch elektronische Anregung und Ionisation sowie Ladungsaustausch mit Argon ergibt sich zu $\hat{A} = 1.31\ 10^5\ s^{-1}$

3) Erfolgt die Ablation des Kupferdampfes in das Plasma,so erhält man gegenüber der Vakuumablation eine dreifach höhere Kupferdichte.Dies deutet auf eine zusätzliche Quelle atomaren Kupfers hin (zum Beispiel:Unipolarbögen zwischen der Oberfläche und dem durch die Laserstrahlung erzeugten Plasma,Dissoziation von Cu-Clustern im Plasma, siehe Kapitel 6.4)

Für den Vergleich der experimentell ermittelten Dichteprofile mit den theoretischen Profilen war die Kenntnis der Plasmadaten des Argon-Niederdruckbogens erforderlich.Hier lagen im Anodenbereich bereits Thomsonstreulichtmessungen vor,die eine Dichte in der Größenordnung von $N_e \sim 7\ 10^{18}\ m^{-3}$ bei einer Temperatur von $T_e \sim 10\ 000$ K lieferten. Zusätzlich konnte in dieser Untersuchung die räumliche Verteilung der elektronisch angeregten Argonionen sowie die Temperatur der Ionen (T_i) und Neutralteilchen (T_o) ortsaufgelöst mit Fluoreszenzexperimenten bestimmt werden.Man erhält vor der Anode Werte von: $T_i \sim 4\ 000$ K, $T_o \sim 3\ 000$ K.Eine radiale Drift der Ionen auf die Achse ließ sich ebenfalls bestimmen ($v_i \sim 1$ km s^{-1}).

Während in dieser Arbeit aus der gemessenen Rate $\hat{A}$ auf die Wechselwirkungsrate der Kupferatome mit dem Plasma geschlossen wird,kann die beschriebene Ablationsmethode auch zur N_e oder T_e Bestimmung selbst eingesetzt werden,falls der Wechselwirkungsprozess nur schwach von einer der beiden Größen N_e oder T_e abhängt.

Neben der Untersuchung der Wechselwirkung der Kupferatome mit dem Argonplasma gibt die Arbeit Einblick in das auch beim Laserschweißen interessierende Verdampfen einer Oberfläche mit gepulsten Energiequellen. Die im Experiment eingesetzten Meßverfahren und die erzielten Ergebnisse erweiterten das Verständnis der Vorgänge im Anodenraum des Argonbogens.

9. Literaturverzeichnis

/ 1/ S.Rehker and H.Wobig,Plasma Physics,15,1083 (1973)

/ 2/ Y.C.Kim,Dissertation,Phys.Inst.II,Universität Düsseldorf (1977)

/ 3/ J.Hackmann,H.Reuters,J.Uhlenbusch,Workshop on Plasma-Wall Interaction,University of Düsseldorf,Physics Institute II

/ 4/ E.K.Souw,Dissertation,Phys.Inst.II,Universität Düsseldorf (1980)

/ 5/ N.G.Utterback,S.P.Tang,and J.F.Friichtenicht,Phys.Fluids,19,900 (1976)

/ 6/ H.C.Meng and H.J.Kunze,Phys.Fluids,22,1082 (1979)

/ 7/ K.P.Selter and H.J.Kunze,Physica Scripta,25,929 (1982)

/ 8/ K.M.Case and P.F.Zweifel,"Linear Transport Theory",Addison-Wesley, New York (1967)

/ 9/ M.Bessenrodt-Weberpals,H.Kempkens,E.K.Souw,and J.Uhlenbusch, Proceedings of the XVI ICPIG,Düsseldorf (1983)

/10/ S.I.Anisimov,Sov.Phys.JETP,27,182 (1968)

/11/ R.E.Hummel,"Optische Eigenschaften von Metallen und Legierungen", Springer Verlag Berlin N.Y. (1971)

/12/ P.B.Johnson and R.W.Christy,Phys.Rev.B,11,1315 (1975)

/13/ Ch.Kittel,"Einführung in die Festkörperphysik",R.Oldenbourg Verlag, München Wien,John Wiley & Sons GmbH,Frankfurt (1973)

/14/ H.S.Carslaw,J.C.Jaeger,"Conduction of Heat in Solids",Clarrendon Press,Oxford (1959)

/15/ V.A.Alekseev and I.T.Iakubov,Physics Reports,96,1-69 (1983)

/16/ F.Schwirzke,Naval Postgraduate School:NPS-61-83-008 (Monterey, California) (1983)

/17/ Ven H.Shui et al,JQSRT,20,627 (1978)

/18/ H.Hertz,Ann.Physik,17,177 (1882)

/19/ M.Knudsen,Ann.Physik,47,697 (1915)

/20/ H.M.Mott-Smith,Phys.Rev.,82,885 (1951)

/21/ S.I.Anisimov and A.K.Rakkmatulina,Zh.Eksp.Teor.Fiz.,64,869 (1973) Sov.Phys.JETP,37 (1973)

/22/ S.Roberts,Phys.Rev.,114,104 (1959)

/23/ H.G.Dreehsen,Staatsexamensarbeit,Phys.Inst.II,Universität Düsseldorf (1983)

/24/ P.L.Chambré,J.Appl.Phys.,30,1683 (1959)

/25/ W.R.Mann and F.Wolf,Quart.Appl.Math.,11,163 (1951)

/26/ R.Becker,"Theorie der Wärme",Springer Verlag Berlin Heidelberg N.Y. (1966)

/27/ A.V.Luikov,T.L.Perelman and S.I.Anisimov,J.Heat Mass Transfer,14, 177 (1971)

/28/ LandoltBörnstein,IV(2b),Springer Verlag,Berlin Göttingen Heidelberg N.Y. (1964)

/29/ N.V.Grevtsev et al,High Temperatures,15,303 (1977)

/30/ HO,Powell,and Liley,J.Phys.Chem.Ref.Data,1,289 (1972) and J.Phys.Chem.Ref.Data,3,51 (1974)

/31/ B.M.Kozlov,A.A.Samokhin,and A.B.Uspenskii,Sov.J.Quantum Electron., 7,291 (1977)

/32/ R.J.Harrach,Lawrence Livermore Laboratory,UCRL-52389,University of California/Livermore (1977)

/33/ Physik Daten,edited by J.H.Weaver,C.Krafka,D.W.Lynch,and E.E.Koch (Fachinformationszentrum Energie,Karlsruhe,Nr.18-2) (1981)

/34/ A.G.Khrapak,High Temperatures,17,946 (1979)

/35/ V.E.Fortov and A.A.Leont´ev,High Temperatures,14,634 (1976)

/36/ A.A.Likal´ter,Sov.Phys.JETP,29,133 (1969)

/37/ A.Bielski,JQSRT,15,463 (1975)

/38/ S.Trajmar,W.Williams,and S.K.Srivastava,J.Phys.B,10,3323 (1977)

/39/ A.Yu.Krasavin,A.N.Kuchenev,and Yu.M.Smirnov,J.Appl.Spectroscopy, 36,631 (1982)

/40/ V.S.Borozdin,Yu.M.Smirnov,and Yu.D.Sharonov,Opt.Spectrosc.,43, 227 (1977)

/41/ N.W.Winter,A.U.Hazi,Lawrence Livermore Laboratory,UCID-19314 (1982)

/42/ S.I.Pavlev et al,Sov.Phys.JETP,25,12 (1967)

/43/ A.I.Korotkov et al,Sov.Phys.J.,20,37 (1977)

/44/ M.Bessenrodt-Weberpals,H.Kempkens,E.K.Souw,and J.Uhlenbusch,SFB 82-01-103 (1982)

/45/ R.Bezler,Z.Physik,116,480 (1940)

/46/ B.F.M.Pots,B.van der Sijde,and D.C.Schram,Physica 94C,369 (1978)

/47/ M.Schubert and J.Bergmann,Beitr.Plasmaphys.,19,305 (1979)

/48/ M.Schubert,Beitr.Plasmaphys.,19,97 (1979)

/49/ P.Theuws,Proofschrift,Technische Hogeschool Eindhoven (1981)

/50/ D.C.Schram et al,Z.Naturforsch.,38a,289 (1983)

/51/ J.C.M.de Haas,Afstudeerverslag VDF/NT 82-06,Technische Universität Eindhoven (1982)

/52/ F.Boeschoten et al,TH-Report 75-E-59 (ISBN 90 6144 059 9),Technische Universität Eindhoven (1974)

/53/ W.L.Wiese,M,W.Smith,and B.M.Miles,Atomic Transition Probabilities NSRDS-NBS,22 Vol.11 (1969)

/54/ Makoto Hamamoto et al,Jap.J.Appl.Phys.,20,1709 (1981)

/55/ Cor A.van Dijk,N.Omenetto,and J.D.Winefordner,Appl.Spectrosc., 35,389 (1981)

/56/ K.Tsuchida et al,"Plasma Electron Density Measurements By Laser- And Collision-Induced Fluorescence Method",IPP J-605,Osaka University (1982)

/57/ Yu.I.Malakov,Opt.Spectrosk.,44,214 (1978)

/58/ R.E.Grove,Laser Focus,July 1982

/59/ T.Holstein,Phys.Rev.,72,1212 (1947)

/60/ B.J.Berne,and R.Pecora,"Dynamic Light Scattering",Wiley,London (1976)

/61/ Landolt-Börnstein,II(3),Springer-Verlag,Göttingen Berlin Heidelberg (1962)

/62/ E.Dullni and E.Hintz,J.B.Roberto,R.J.Colchin and R.K.Richards, J.of Nucl.Mat.,111&112,61 (1982)

/63/ G.P.Pells,and M.Shiga,J.Phys.C,2,1835 (1969)

/64/ D.E.Powers et al,J.Phys.Chem.,86,2556 (1982)

/65/ S.R. Ryan et al,Phys.Rev.A,16,1892 (1977)

/66/ A.E.Robson,and P.C.Thonemann,Proc.Phys.Soc.,73,508 (1959)

/67/ D.C.Smith,J.Appl.Phys.,48,2217 (1977)

/68/ R.E.Steele,J.Molecular Spectroscopy,61,477 (1976)

/69/ P.L.Rubin,and N.N.Sobolev,Sov.Phys.JETP,41,848 (1975)

/70/ I.I.Sobelman,L.A.Vainshtein,and E.A.Yukov,"Excitation Of Atoms And Broadening of Spectral Lines",Springer Verlag,Berlin Heidelberg N.Y. (1981)

/71/ D.M.Meade,Nucl.Fusion,14,289 (1974)

/72/ G.Traving,W.Lochte-Holtgreven,"Plasma Diagnostics",North-Holland Publishing Company,Amsterdam (1968)

/73/ H.Griem,"Plasma Spectroscopy",McGraw Hill (1964)

/74/ G.V.Ovechkin,and L.E.Sandrigailo,J.Appl.Spectroscopy,10,372 (1969)

/75/ W.L.Wiese,"Plasma Diagn.Techn.",Acad.Press,N.Y. (1965)

/76/ H.Haken,H.C.Wolf,"Atom- und Quantenphysik",Springer-Verlag,Berlin Heidelberg N.Y. (1980)

/77/ R.Ritschl,Z.Physik,79,1 (1932)

/78/ K.Murakawa,J.of the Phy.Soc.of Japan,11,744 (1956)

/79/ N.L.Moise,Astrophys.J.,144,774 (1966)

/80/ L.A.Sommer,Z.Physik,39,711 (1926)

/81/ T.Holstein,Phys.Rev.,83,1159 (1951)

/82/ F.E.Irons,JQSRT,22,1 (1979)

/83/ F.E.Irons,JQSRT,22,21 (1979)

/84/ F.E.Irons,JQSRT,22,37 (1979)

/85/ A.H.Bassyouni,JQSRT,28,161 (1982)

/86/ A.C.G.Mitchel and M.W.Zemansky,"Resonance Radiation And Excited Atoms",Cambridge University Press,London (1961)

Herrn Professor Dr.J.Uhlenbusch gilt mein besonderer Dank für die Anregung zu dieser Arbeit,für sein Interesse und seine Unterstützung bei der Durchführung und für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Allen Mitarbeitern aus dem Physikalischen Institut II und den Werkstattangehörigen ,die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben,möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen.

Lebenslauf

25.02.1950	geboren in Offenburg
1956-1964	Besuch der Volksschule in Lahr und Düsseldorf
1964-1971	Besuch der Aufbaugymnasien in Hilden und Düsseldorf
Wintersemester 71/72	Studium der Physik an der Universität Düsseldorf (Nebenfach Mathematik)
Sommersemester 78	Diplomprüfung im Fach Physik im Anschluß an die Diplomprüfung wissenschaftlicher Angestellter an der Universität Düsseldorf.